

地 震

第 2 輯

第 12 卷 第 2 號

昭和 34 年

論 說

花崗岩の変形と破壊について (その三).....松島昭吾...45

弾性体内部にある線状力による波の発生.....小林直太...49

多くの層がある場合の Love 波の速度方程式.....佐藤泰夫・山口林造...61

岩石の変形と破壊 (その四)

2,000 kg/cm² までの高圧下における花崗岩の変形と破壊.....松島昭吾...68

名古屋地方の地震初期微動部に現われる顕著な位相と地下構造

.....飯田汲事・青木治三...75

寄 書

球面塑性波と弾性・塑性両領域境界の伝播.....飯田汲事・青木治三...82

岩石の動力学的性質に及ぼす温度と湿度の影響について

.....片岡明雄・小栗幹男...83

地震時報.....85

学会記事.....86

地 震 学 会

地震学会々則

1. 本会は地震およびこれに関連する諸現象の研究並びにその応用に関する知識を交換、普及し震災火災防止に貢献することを目的とする。
2. 本会は地震学会と称して、事務所を東京大学地球物理学教室におく。
3. 本会はその目的を達するため下記の事業を行う。
 - (i) 通常総会および臨時総会
 - (ii) 学術講演会
 - (iii) 会誌「地震」の発行
 - (iv) 其他必要な事業
 通常総会は毎年必ず1回適当な時期に行い、臨時総会は委員5名以上あるいは会員30名以上の請求のあつた時に開く。総会の成立は普通会員1/5以上の出席(委任状を含む)を要する。
4. 本会々員は名誉会員、普通会員、購読会員、及び賛助会員とする。会員となろうとする者は会費1ヶ年分をそえて本会事務所へ申込むものとする。
5. 地方あるいは特別の機関等に支部をおくことができる。
6. 委員長1名、委員若干名をおく。
7. 委員長は本会を代表し、各委員は編輯、庶務、会計等の事務を分担し、そのために若干名の幹事をおくことが出来る。幹事は委員長が委嘱する。
8. 本会には顧問若干名をおくことができる。
9. 委員は普通会员の互選によつて選出する。委員長は委員の互選による。委員長及び委員の任期は1年とし、再選をさまたげない。
10. 委員及び委員長の更迭期を3月末とする。途中補欠として加つたものの任期は前任者の残存期間とする。

附 則

1. 普通会员、購読会員の会費は1年500円とする。
2. 会費年1口(10000円)以上をおさめたものを賛助会員とする。
3. 支部のないときは連絡幹事をおく。連絡幹事は委員長が委嘱する。
4. 本会則は総会(又は臨時総会)に於て出席会員の過半数の賛成により改訂又は附加することが出来る。

委 員 (1959年3月選出)

委員長	和達清夫				
委員	飯田汲事(名古屋大)	早川正己(地質調)	萩原尊礼(東大)	西村英一(京大)	
	本多弘吉(東北大)	和達清夫(気象庁)	河角広(東大)	金子徹一(地質調)	
	金井清(東大)	笠原慶一(東大)	竹内均(東大)	田治米鏡二(北大)	
	坪井忠二(東大)	宇佐美竜夫(気象庁)	宇津徳治(気象庁)	井上宇凰(気象庁)	
	久保寺章(京大)	松沢武雄(東大)	松本利松(東大)	田望(北大)	
	浅田敏(東大)	佐藤良輔(東大)	佐藤泰夫(東大)	佐々憲三(京大)	
	三木晴男(京大)	下鶴大輔(九大)	島津康男(名古屋大)	広野卓蔵(気象庁)	
	末広重二(気象庁)	鈴木次郎(東北大)			
庶務	係幹事	宇佐美竜夫・宇津徳治・松本利松・田望			
会計	係幹事	笠原慶一・浅田敏			
会計	監査	西村英一・早川正己			
編輯	係幹事	金井清・佐藤良輔・小口雄康			
編輯	委員	坪井忠二・松沢武雄・萩原尊礼・佐々憲三・本多弘吉			
地方連絡	幹事	田治米鏡二・鈴木次郎・島津康男・三木晴男・下鶴大輔			
学会連合	連絡幹事	末広重二			
研究連	委連絡委員	浅田敏			
顧問	間	中村左衛門太郎・北沢五郎			

花崗岩の変形と破壊について

(その三)

京都大学理学部阿武山地震観測所 松 島 昭 吾

(昭和 33 年 12 月 22 日受理)

On Deformation and Fracture of Granite (Part III)

Syogo MATSUSHIMA

Abuyama Seismological Observatory, Faculty of Science, Kyoto University

(Received Dec. 22, 1958)

Creep of granite under compressional force was very accurately measured in the longitudinal and lateral direction with an electrical resistance strain gauge up to a time duration of 2,000,000 seconds.

The empirical equations connecting creep strain and time are

$$s = A + A_1 e^{-\alpha_1 t} + A_2 e^{-\alpha_2 t} + A_3 e^{-\alpha_3 t} + B \log t + Ct$$

for the longitudinal direction, and

$$s = A + B \log t + Ct$$

for the lateral direction. The former is more or less undulatory and the later rectilinear.

In some cases, specimens ruptured in creeping. The creep curve for granite has three stages like those for ordinary materials, but, the curve has distinct discontinuities caused by micro cracks, and in the final stage, rupture starts from the cracks which occur one after another.

§ 1. 序 論

今まで代表的な深成岩として花崗岩をとりあげて、その圧縮破壊過程における変形の様相を調べて来た¹⁾。しかし測定は比較的短時間で行なつたものであつた。変形の様子を一層詳しく知るためには、もつと長期間に亘つて破壊領域及びその附近でのクリープの様子を調べるのが望ましい。

岩石のクリープについては Griggs²⁾, Lomnitz³⁾, Iida-Wada⁴⁾ 等の報告がある。Griggs は主として水成岩を用いて、圧縮応力による変形を測定しており、Lomnitz は振り、Iida-Wada は撓みについてのクリープを測定している。

この報告では前報告と関連して花崗岩円柱試料を用い、圧縮応力による破壊領域附近での圧縮方向及びそれと直角方向のクリープを測定した。

§ 2. 測定方法・装置

測定計器は今までと同様に感度のよい点から電気抵抗式歪計を用いた。この型の歪計は一般

的にいつて長期に亘つての安定性にとぼしいが、この実験に用いた非接着型の歪計は機械的歪計に劣らないほど安定である。すなわち、計器の指針の1目盛は $1/70 \mu\text{m}$ の変位に相当し、

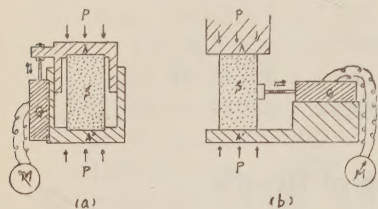


Fig. 1. Creep testing apparatus with unbonded electrical resistance strain gauge, used for (a) longitudinal direction, (b) lateral direction. AA' hard steel, S specimen, G strain gauge, M strain meter, P compressional stress.

1ヶ月以上の長期に亘つて、室温の下では、指示値の変動は2~3目盛以下である。Fig. 1に示すような装置を使つて、縦方向で $(1/4) \times 10^{-6}$ 、横方向で 1×10^{-6} の歪の変化を測定することができた。

しかしながら、歪計自体は数度の温度変化に対しても殆んど誤差を生じないが、試料及びピストンなどの温度変化による誤差はまぬがれ難い。それで室温は測定期間中できるだけ一定に保つように努めた。室温変化の許容範囲は縦方向で $\pm 0.2^\circ\text{C}$ 、横方向で $\pm 0.5^\circ\text{C}$ とした。この範囲の温度変化に対しては、読取值の変動は小さく、温度補正は殆んど行なう必要がない。

実験に用いた試料は、香川県小豆島産の黒雲母花崗岩で、標準圧縮強度は約 1400 kg/cm^2 である。それ等の試料は同一の石塊より同方向に切り出したものであり、殆んど同一の材料学的性質を持つものと思われる。

§ 3. 縦方向（圧縮方向）のクリープ

Fig. 2は破壊領域内で与えた、いろいろな応力値の下での縦方向のクリープ曲線である。クリープ曲線より得られる各応力のクリープ率及び等価粘性係数は下の如くである。

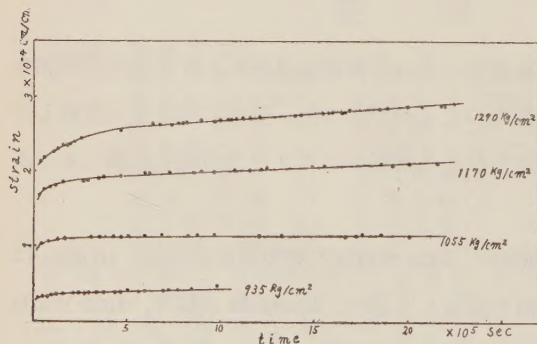


Fig. 2. Creep of Kitashirakawa biotite granite in longitudinal direction under various loads in the region of fracture at room temperature.

圧縮応力 kg/cm^2	クリープ率 cm/cm/sec.	等価粘性係数 c.g.s
935	4×10^{-12}	0.77×10^{20}
1055	2.5×10^{-12}	1.36×10^{20}
1170	12×10^{-12}	0.36×10^{20}
1290	22×10^{-12}	0.19×10^{20}

クリープの実験式を求めるためにクリープ曲線を片対数紙に描き直してみた (Fig. 3). いずれの曲線も数千秒の所に凹部の存在することが判る。実験式とし

$$S = A' + A_2'(1 - e^{-\alpha_2 t}) + A_3'(1 - e^{-\alpha_3 t}) + B \log t + ct \quad (1)$$

の形が適当であると思われる。ここで S は歪, t は時間, $A', A_2', A_3', B, C, \alpha_2, \alpha_3$ は常数である。

前報告で 100 秒前後の短時間試験での実験式として

$$S = A' + A_1'(1 - e^{-\alpha_1 t}) + c't \quad (2)$$

を与えた。但し, $c't$ は更に長時間試験で得られる曲線の初期の近似式だろうと推定した。従つて, 今回の実験式と総合して, $1 \sim 10^6$ 秒のクリープの実験式として

$$S = A + A_1 e^{-\alpha_1 t} + A_2 e^{-\alpha_2 t} + A_3 e^{-\alpha_3 t} + B \log t + ct \quad (3)$$

が適当であろう。ここで $1/\alpha_1, 1/\alpha_2, 1/\alpha_3$ は夫々約 10 秒, 10^2 秒, 10^4 秒程度であつて, Kelvin model の遅延時間である。

§ 4. 横方向のクリープ

Fig. 4 は横方向のクリープ曲線を示す。縦方向と同様な実験式を求めるために, 片対数紙にクリープ曲線をとつて見る (Fig. 5)。図より実験式として

$$S = A + B \log t + ct \quad (4)$$

が適当であろう。これは Griggs, Lomnitz が与えた実験式と同じ形式である。しかし前節で縦方向のクリープについて与えた式とは多少相違している。Fig. 3 の曲線は幾分波状を呈しており, Fig. 4 の曲線は直線的である。縦方向と横方向の変形の機構はいくらか異なつていように思われる。

実験式を短い時間まで充すために, 横方向について 100 秒位までの短時間試験を行なつた結果を Fig. 6 に示す。これより実験式として

$$S = A' + B' \log t \quad (5)$$

が得られる。(4) 式と総合して

$$S = A + B \log t + ct \quad (6)$$

が $1 \sim 10^6$ 秒の横方向クリープの実験式として得られる。

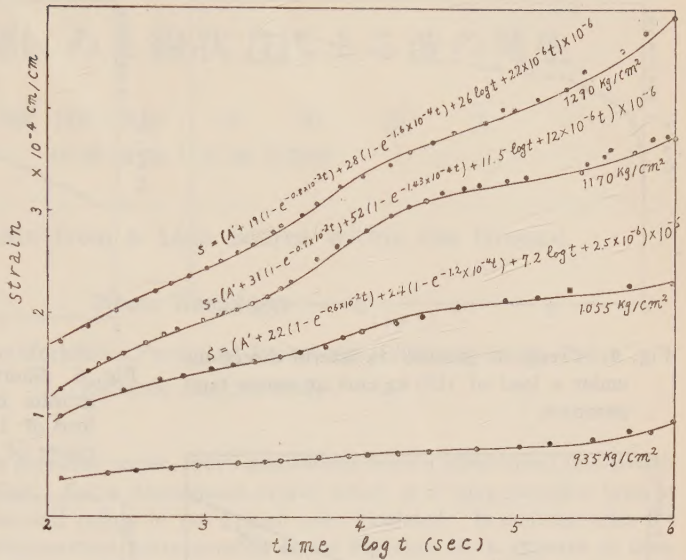


Fig. 3. Same data as Fig. 2 plotted on semi-logarithmic scale and an empirical equation.

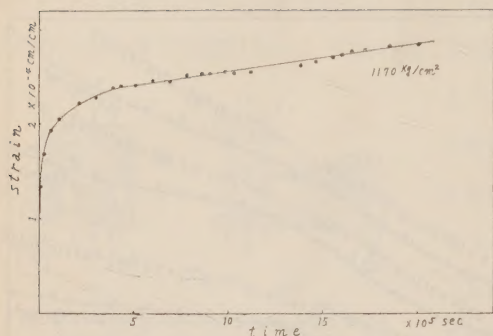


Fig. 4. Creep of granite in lateral directions under a load of 1170 kg/cm² at room temperature.

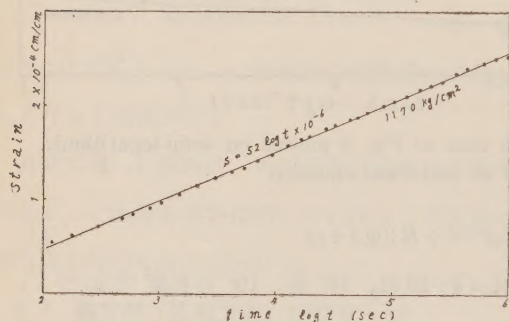


Fig. 5. Same data as Fig. 4 plotted on semi-logarithmic scale.

Fig. 7 はクリープ破壊を生じた試料の横方向クリープを測定したものである。金属などに見られるように変形は3段階よりなる。すなわち、遷

移段階、定常段階、加速段階である。しかし変形は流動的に生じないで、観測可能な程のCrackを続発しながら破壊して行く。特に最終段階にその効果が著しい。

§ 5. あとがき

この実験にいろいろ御指導を頂いた佐々教授に厚く御礼申上げる。

参 考 文 献

- 1) S. Matsushima: Zisin Ser. II. 8 (1956), 173; Zisin Ser. II, 10 (1957), 113.
- 2) D. Griggs: J. Geol., 47 (1939), 225.
- 3) C. Lomnitz: J. Geol., 64 (1956), 473.
- 4) K. Iida, T. Wada: Kagaku, 27 (1958), 34.

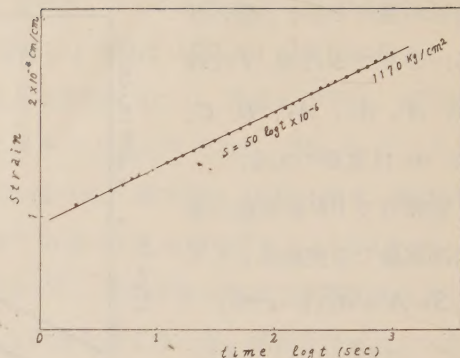


Fig. 6. Short period test of creep of granite in lateral direction under a load of 1170 kg/cm², referring to the curve of Fig. 5.

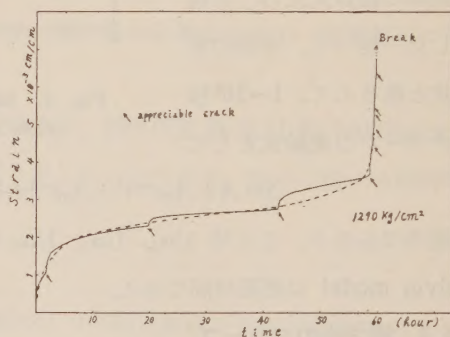


Fig. 7. Observed lateral creep curve of granite which ruptured in creeping under a load of 1290 kg/cm². Full line shows the measured strain-time relation and broken line is a creep curve for ordinary materials.

弾性体内部にある線状力による波の発生

中央大学工学部 精密工学科 小林 直 太

(昭和 34 年 1 月 20 日受理)

Wave Generation from a Line Source within the Ground

Naota KOBAYASHI

Department of Precision Mechanics, Faculty of Technology, Chūō University, Tokyo

(Received Jan. 30, 1959)

As a continuation to the previous paper, wave generations from a distortional line source within the ground are studied. For a distortional origin which is of step function type in time, the displacements at several points in the ground are calculated. In contrast with the surface displacements, no displacement corresponding to the Rayleigh wave appears at deep points in the ground while three distinct pulses corresponding to the direct S, reflected S and reflected P do so.

Wave profiles at the surface are also calculated for an impulsive origin. Generation mechanism of Rayleigh wave for a distortional origin is like that for a dilatational origin.

§ 1.

以前発表した P origin に対する計算につづいて今回は S origin による Rayleigh 波の発生及びその伝播を調べた。ここで行なつた計算は次の 2 つの場合についてである。

1) 時間的に Unit step 型の S origin が弾性体内部にあるとき、それによつて内部の点に生ずる変位

2) 同様に Impulse 型 S origin によつて表面に生ずる変位

なお、ここで考える S origin とは、紙面に直角な方向に無限に長い捩れ型の線状力であるものとする。従つて計算は 2 次元の波動問題として扱われる。

これらの計算の結果からえられた主なことを次に述べる。

1) Origin が内部にある場合、表面には Rayleigh 波が発生するが、内部の一点においては次々に到着する Pulse による変位が生ずるのみである。なお、これらの Pulse とは直達 S 波、反射 S 波、反射 P 波などである。

2) Impulse 型 origin によつて発生する Rayleigh 波は Unit step 型の origin によるものよりは、他の擾乱部分に対して振幅が非常に大きい。

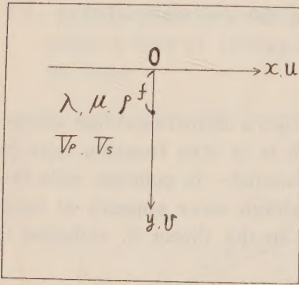
3) 伝播にともない Rayleigh 波の波長は近似的に $3f$ になる。 f は origin の深さである。このことはすでに P origin の場合にも確かめられている。今回 S origin の場合にも同

様な結果を得たことは、この現象が origin の形によらないで波の発生機構によるものであることを示している。

4) S origin の場合には $x = \sqrt{2} f$ よりも遠くにおける諸点においては表面 P 波が発生し、これが常に擾乱の先頭になつて進む。なお震央における変位が時間と共に次第に伝播し、やがて Rayleigh 波を形成していく。これは P origin の場合と同様に考えられる。

§ 2.

Fig. 1 の如き構造を考え、水平方向に x 軸、鉛直方向に y 軸（下向きが正）をとる。 λ ,



μ は夫々ラーメの常数、 ρ は密度である。変位の水平成分を u 、鉛直成分を v とし、これらが変位 Potential ϕ , ψ から導かれるものとするれば

$$\left. \begin{aligned} u &= \frac{\partial \phi}{\partial y} + \frac{\partial \psi}{\partial x} \\ v &= \frac{\partial \phi}{\partial x} - \frac{\partial \psi}{\partial y} \end{aligned} \right\} \quad (2.1)$$

Fig. 1. Assumed structure.

であらわされる。ここで ϕ , ψ として

$$\left. \begin{aligned} \phi &= A e^{-\alpha y + i \xi x + i p t} \\ \psi &= \phi_0 + B e^{-\beta y + i \xi x + i p t} \\ \phi_0 &= \frac{i}{\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{e^{\mp \beta(f-y)}}{\beta} e^{i \xi x + i p t} d\xi \end{aligned} \right\} \quad (2.2)$$

を与える。いま ϕ , ψ が共に時間的に $e^{i p t}$ に比例するものとし、(2.1), (2.2) 式及び境界条件 ($y=0$ で応力 $T_{xx} = T_{zz} = 0$) とから、任意の点 (x, y) における変位 u , v を求めれば

$$\left. \begin{aligned} u &= \mp \int_{-\infty}^{\infty} \frac{1}{2} e^{\mp \beta(f-y) + i \xi x + i p t} d\xi - \int_{-\infty}^{\infty} \frac{f}{2F} e^{-\beta(f+y) + i \xi x + i p t} d\xi \\ &\quad + \int_{-\infty}^{\infty} \frac{2\xi^2(2\xi^2 - k^2)}{F} e^{-\beta f - \alpha y + i \xi x + i p t} d\xi \\ v &= \int_{-\infty}^{\infty} \frac{i\xi}{2\beta} e^{\mp \beta(f-y) + i \xi x + i p t} d\xi - \int_{-\infty}^{\infty} \frac{i\xi f}{2\beta F} e^{-\beta(f+y) + i \xi x + i p t} d\xi \\ &\quad + \int_{-\infty}^{\infty} \frac{2i\xi\alpha(2\xi^2 - k^2)}{F} e^{-\beta f - \alpha y + i \xi x + i p t} d\xi, \quad f \geq y \end{aligned} \right\} \quad (2.3)$$

がえられる。式中の記号はそれぞれ次の如きものである。

$$\alpha^2 = \xi^2 - h^2, \quad \beta^2 = \xi^2 - k^2, \quad h = p \sqrt{\frac{\rho}{\lambda + 2\mu}} = \frac{p}{V_p}, \quad k = p \sqrt{\frac{\rho}{\mu}} = \frac{p}{V_s},$$

$$F = (2\xi^2 - k^2)^2 - 4\xi^2\alpha\beta, \quad f = (2\xi^2 - k^2)^2 + 4\xi^2\alpha\beta$$

V_p , V_s は媒質を伝わる P, S 波の速度、 p は周波数、 ξ は波数である。

y が大きくなるにつれて変位が小さくなるべきであるから α, β に関しては

$$\text{Real Part of } \alpha, \beta > 0 \quad (2.4)$$

であることが必要である。

さて (2.3) の各式をみると、右辺第 1 項は直達 S 波、第 2 項は反射 S 波、又第 3 項は反射 P 波の相である。 u, v はこれら 3 項の和であるから $y = 0$ において右辺を加えあわせれば

$$u = k^2 \int_{-\infty}^{\infty} \frac{2\xi^2 - k^2}{F} e^{-\beta f + i\xi x + i p t} d\xi$$

$$v = -2ik^2 \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\alpha \xi}{F} e^{-\beta f + i\xi x + i p t} d\xi$$

となり、内部 S origin によつて表面において生ずる変位の式になる。

(2.3) の各項の積分は、これを複素平面上で考えれば実軸 L に沿う積分である。よつて ξ を ζ にかきかえると、

$$u = \mp \int_L \frac{1}{2} \frac{e^{\mp \sqrt{\zeta^2 - k^2}(f-y) + i\zeta x + i p t}}{2F(\zeta)} d\zeta - \int_L \frac{f(\zeta)}{2F(\zeta)} e^{-\sqrt{\zeta^2 - k^2}(f+y) + i\zeta x + i p t} d\zeta$$

$$+ \int_L \frac{2\zeta^2(\zeta^2 - k^2)}{F(\zeta)} e^{-\sqrt{\zeta^2 - k^2}f - \sqrt{\zeta^2 - h^2}y + i\zeta x + i p t} d\zeta$$

$$v = \int_L \frac{i\zeta}{2\sqrt{\zeta^2 - k^2}} e^{\mp \sqrt{\zeta^2 - k^2}(f-y) + i\zeta x + i p t} d\zeta - \int_L \frac{i\zeta f(\zeta)}{2\beta F(\zeta)} e^{-\sqrt{\zeta^2 - k^2}(f+y) + i\zeta x + i p t} d\zeta$$

$$+ \int_L \frac{2i\sqrt{\zeta^2 - h^2}(2\zeta^2 - k^2)}{F(\zeta)} e^{-\sqrt{\zeta^2 - k^2}f - \sqrt{\zeta^2 - h^2}y + i\zeta x + i p t} d\zeta, \quad f \geq y$$

$$F(\zeta) = (2\zeta^2 - k^2)^2 - 4\sqrt{\zeta^2 - h^2} \sqrt{\zeta^2 - k^2}$$

$$f(\zeta) = (2\zeta^2 - k^2)^2 + 4\sqrt{\zeta^2 - h^2} \sqrt{\zeta^2 - k^2} \quad (2.5)$$

$$\zeta = \xi + i\eta$$

であらわされる。

第 1 項、第 2 項の取扱いは竹内及び筆者によつて既に報告されているので、ここではそれに従つて計算を行なつた。第 3 項に関しては、これと同型式のものが P origin に対する計算の報告に詳しく述べられているので、ここではその操作を簡単に述べる。

Fig. 2 に示すような積分路

$$L + (B \rightarrow F \rightarrow D \rightarrow A \rightarrow E \rightarrow G \rightarrow C)$$

を設定し、この積分路が次の諸条件を満足するようにす

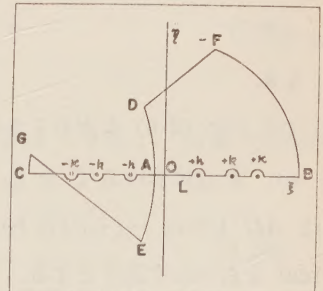


Fig. 2. Contour of integration.

る. すなわち

a) (2.4) の条件をみたすために L の右端における $\sqrt{\zeta^2 - h^2}$, $\sqrt{\zeta^2 - k^2}$ の値を positive real にする.

b) L 上の 6 箇の特異点を図の如き小半円によつてさける. これらの特異点に関しては, $\pm h$, $\pm k$ は分岐点, 又 $\pm \kappa$ は $F(\pm \kappa) = 0$ を与える極である.

c) BF , GC は 0 を中心とする無限大の円弧の一部である.

d) DAE 上では

$$Z = -\sqrt{\zeta^2 - k^2} f - \sqrt{\zeta^2 - h^2} y + i\zeta x \quad (2.6)$$

の値が pure imaginary であるようにする. また FD , EG は夫々の上における Z の imaginary part が常に一定の値を保つようにきめる.

さてこのように定められた積分路に沿つて第 3 項の積分を行なうのであるが, この際積分をもつと一般的な形式であらわしておく. すなわち

$$\begin{aligned} I &= \int_L \langle \zeta \rangle e^{-\sqrt{\zeta^2 - k^2} f - \sqrt{\zeta^2 - h^2} y + i\zeta x + i\eta t} d\zeta \\ &= \int_L \langle \zeta \rangle e^{Z + i\eta t} d\zeta \end{aligned} \quad (2.7)$$

とかいておく. ここで $\langle \zeta \rangle$ は ζ についての代数函数である.

I を $L+(B \rightarrow F \rightarrow D \rightarrow A \rightarrow E \rightarrow G \rightarrow C)$ に沿つて積分するのであるが, この際 c) によつて BF , GC 上の積分は消え, d) によつて FD , EG 上の積分は打消しあう. 又 b) により積分路の内部には特異点がないから結局

$$\int_{L+(D \rightarrow A \rightarrow E)} \langle \zeta \rangle e^{Z + i\eta t} d\zeta = 0$$

従つて

$$I = \int_{(E \rightarrow A \rightarrow D)} \langle \zeta \rangle e^{Z + i\eta t} d\zeta \quad (2.8)$$

となる.

§ 3.

ここでは (2.8) を次のような順序で数値計算に適する形に変形する.

a) A 点における ζ を ζ_0 とすると, ζ_0 は $-(+)$ である. 又 ζ , $\sqrt{\zeta^2 - h^2}$, $\sqrt{\zeta^2 - k^2}$ は AD 上では $-(+)+i(+)$, AE 上では $+(+)+i(+)$ である. 但し $(+)$ は positive real をあらわす記号とする.

b) AD , AE 上で

$$Z = -i\hat{\xi}_0 X \quad 0 < X < \infty \quad (3.1)$$

とおくと $\hat{\xi}_0$ は次のような形で与えられる。

$$\hat{\xi}_0 = \frac{\sqrt{\xi_0^2 - k^2}}{i} f + \frac{\sqrt{\xi_0^2 - h^2}}{i} y - \xi_0 x \quad (3.2)$$

(3.2) で $\sqrt{\xi_0^2 - h^2}$, $\sqrt{\xi_0^2 - k^2}$ は $i(+)$, また ξ_0 は $-(+)$ であるから $\hat{\xi}_0$ は $+(+)$ の量である。よつて Z は $-(+)$ になる。

いま (3.1) 式の両辺を微分すると

$$f \ll \xi \gg d\xi = \hat{\xi}_0 dX \quad (3.3)$$

$$\ll \xi \gg = \frac{\xi}{i\sqrt{\xi^2 - k^2}} + \frac{\xi}{i\sqrt{\xi^2 - h^2}} \frac{y}{f} - \frac{x}{f} \quad (3.4)$$

となる。(3.1), (3.3) を (2.8) に代入すると,

$$I = \left(\int_{AD} - \int_{AB} \right) \frac{\ll \xi \gg}{\ll \xi \gg} e^{i(pt - \hat{\xi}_0 X)} dX \quad (3.5)$$

がえられる。さらに $\ll \xi \gg$, $\ll \xi \gg$ がそれぞれ AD , AE 上で共役関係にあることを考慮すれば I は AD 上の積分に書換えられて

$$I = \frac{2i}{f} \int_{AD} V(\xi) e^{i(pt - \hat{\xi}_0 X)} \hat{\xi}_0 dX \quad (3.6)$$

となる。ここで $V(\xi)$ は

$$V(\xi) = \text{Imaginary Part of } \frac{\ll \xi \gg}{\ll \xi \gg}$$

である。

$$c) \quad \xi = pb\xi', \quad h = pa = \frac{p}{V_p} = \frac{pb}{m}, \quad k = pb = \frac{p}{V_s}, \quad m = \frac{b}{a} = \frac{V_p}{V_s} \quad \text{とおき, } e^{ipt} \text{ のかわ}$$

りに任意の時間函数 $s(t)$ を使つて (3.6) を書換えると,

$$I = \frac{2b}{f} \int_0^\infty V(\xi') s'(t - a\hat{\xi}_0' X) \hat{\xi}_0' dX \quad (3.8)$$

$$\hat{\xi}_0' = \frac{\sqrt{\xi_0'^2 - 1}}{i} f + \frac{\sqrt{\xi_0'^2 - m^2}}{i} y - \xi_0' x \quad (3.9)$$

ここで $s'(t)$ は $s(t)$ を時間について微分したものである。

さて origin の極めて近傍の点における変位を U_R , 応力を T_{RR} とすると, 任意の時間函数 $s(t)$ なる力に対して U_R , T_{RR} は次のようになる。

$$U_R = \frac{s(t)}{R}, \quad T_{RR} = -\frac{2\mu}{R^2} s(t) \quad (3.10)$$

ここで R は origin と近傍の点の間の距離である。また $s(t)$ が時間的に階段函数であると

すれば $s(t)$ の性質を

$$\left. \begin{aligned} s(t) &= 0 & -\infty < t < 0, & \quad s(t) = c, & \quad t \geq 0 \\ s'(t) &= 0 & t < 0, & \quad s'(t) = \infty, & \quad \int s'(t) dt = S = \text{const.} \quad t \geq 0 \end{aligned} \right\} \quad (3.11)$$

のようにあらわすことができる。

さて (3.8) 式からわかるように、ある点に力がかかりはじめる時には

$$t = a\zeta_0' X \quad (3.12)$$

である。(3.12) より $dt = a\zeta_0' dX$ を求めて (3.8) の変数変換を行ない、この際 $\int s'(t) dt = \text{const.}$ であることを考慮すれば結局

$$I = \frac{2s}{f} V(\zeta')$$

となる。ここで ζ' に関しては、測定点の位置及び時間を指定すれば

$$\frac{Vst}{f} = \frac{t}{bf} = -i \left(\sqrt{\zeta'^2 - 1} + \sqrt{\zeta'^2 - m^{-2}} \frac{y}{f} \right) - \zeta' \frac{x}{f}$$

によつてその値をきめることができる。

§ 4.

§ 2. で述べた如く (2.5) の第 1 項、第 2 項については以前報告した論文中的の方法によつて、又第 3 項はここで述べた方法によつて計算を行なつた。まず t/bf , x/f , y/f を与えて (3.14) から ζ' を求めて $V(\zeta')$ を計算した。ここで $V(\zeta')$ は第 3 項の計算に対してはそれぞれ

$$\begin{aligned} \langle \zeta' \rangle &= \frac{2\zeta'^2(2\zeta'^2-1)}{(2\zeta'^2-1)^2-4\zeta'^2\sqrt{\zeta'^2-1}\sqrt{\zeta'^2-m^{-2}}} & \text{for } u \\ &= \frac{2i\zeta'\sqrt{\zeta'^2-m^{-2}}(2\zeta'^2-1)}{(2\zeta'^2-1)^2-4\zeta'^2\sqrt{\zeta'^2-1}\sqrt{\zeta'^2-m^{-2}}} & \text{for } v \end{aligned}$$

で与えられる。 u , v は各項別の結果を加えあわせれば求められる。

実際の計算においては $\lambda = \mu$ と仮定したので $m = \sqrt{3}$ である。

Fig. 3 に $(0, \frac{f}{2})$, $(0, 2f)$, $(0, 10f)$, $(10f, \frac{f}{2})$, $(10f, 10f)$, $(0, 0)$, $(10f, 0)$ の各点についての計算結果を示す。図の横軸は直達 S 波の到着時間 $t = r/V_s$ ($r = \sqrt{x^2 + (y-f)^2}$) を基準にして測つた経過時間、また縦軸は変位をあらわす。

これらの結果を次に述べると、

a) origin と震央を結ぶ軸上の諸点では origin が S 型なので常に $v = 0$ である。 u は直達 S 波、反射 S 波及び反射 P 波による変位によつて形成されている。反射 P 波は S 波の $\sqrt{3}$ 倍の速度をもつので $y \geq 4.73f$ の点では直達 S 波に先行して到着し、これらの点にお

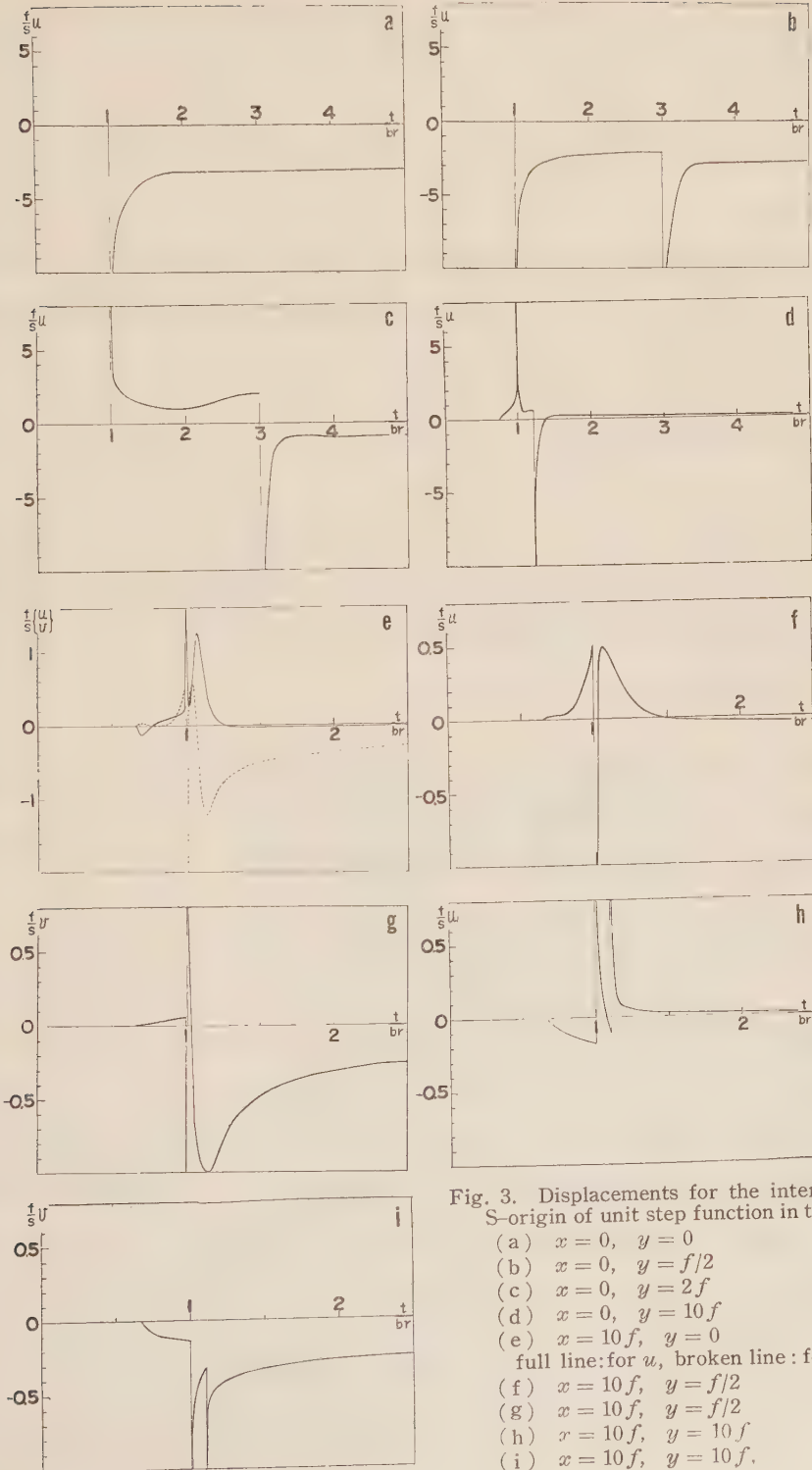


Fig. 3. Displacements for the internal S-origin of unit step function in time

- (a) $x = 0, y = 0$
- (b) $x = 0, y = f/2$
- (c) $x = 0, y = 2f$
- (d) $x = 0, y = 10f$
- (e) $x = 10f, y = 0$
- (f) $x = 10f, y = f/2$
- (g) $x = 10f, y = f/2$
- (h) $x = 10f, y = 10f$
- (i) $x = 10f, y = 10f$

いては反射 P 波による変位からはじまり、これはやがて直達 S 波が到着すると、それによる変位に合流する。直達 S 波は大きい立上りをもち、又その性質によつて $y \geq f$ に応じてその相が pull ($y < f$) 又は push ($y > f$) である。反射 S 波は常に pull の変位を伴なつて反射 P 波、直達 S 波におくれて到着する。全体として各波による変位が夫々異なつた時刻にあらわれるのみである。

b) 一般に Rayleigh 波の発生する条件は、各相の波の重ね合わせが都合よく行なわれることである。この条件は既に行なつた P origin に対する結果からも知られているが、今の場合では、各相の波による変位が、ある点で同時におこされることに他ならない。

さて一般の諸点について調べると、 $(10f, 0)$ の点では上述の条件が満足され、一波の Rayleigh 波の存在が認められる。しかし Fig. 3 に示すように $y \approx 0$ の諸点、 $(10f, \frac{1}{2}f)$, $(10f, 2f)$, $(10f, 10f)$ においては y の大きさに従つて、各相の立上り時刻のずれが大きくなり、上の条件は満足されなくなつてしまう。すなわち任意の深さの点における変位を考えると、直達 S 波、反射 P 波及び反射 S 波の各波による変位がそれぞれある時間経過を伴なつて生ずるのみである。結局 origin も測定点も共に内部にある場合には、波の重ね合わせによつて Rayleigh 型の波が生ずることはありえない。

§ 5.

先に竹内及び筆者は半無限弾性体内部にある origin によつて生ずる Rayleigh 波の発生機構を一層明らかにするため、時間的に Impulse 型の P origin を使つて調べた。ここでは同様なことを S origin (Fig. 4) によつて行ない P origin に対する結果と考え併せてみた。ここで Impulse 型 origin としては Unit step 型の origin

$$s(t) = \infty \quad \left. \begin{array}{l} s(t) = 0 \text{ at } t \approx 0, \\ s(t)dt = s \end{array} \right\} t = 0$$

を時間で微分したものをもつて表わした。又ここでも前の報告と同様に origin に力が働いてから、ある時間が経過したときの、表面上における波動の進行の模様を調べた。時間経過の量は

origin から出発した S 波が震央に到着するまでの時間 $\left(\frac{f}{V_s}\right)$ を基準にした。計算は $t = 2\frac{f}{V_s}$, $5\frac{f}{V_s}$, $10\frac{f}{V_s}$ について行なわれた。Fig. 5 にそれぞれの結果を示す。なお比較のために P origin に対する結果を Fig. 6 に示しておく。両図における経過時間の間には次のような関係

$$t / \frac{f}{V_p} = \frac{V_p}{V_s} t / \frac{f}{V_s} = m t / \frac{f}{V_s}, \quad m = \frac{V_p}{V_s} \quad (5.1)$$

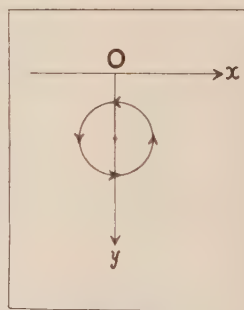


Fig. 4. Schematic picture of the internal S-origin.

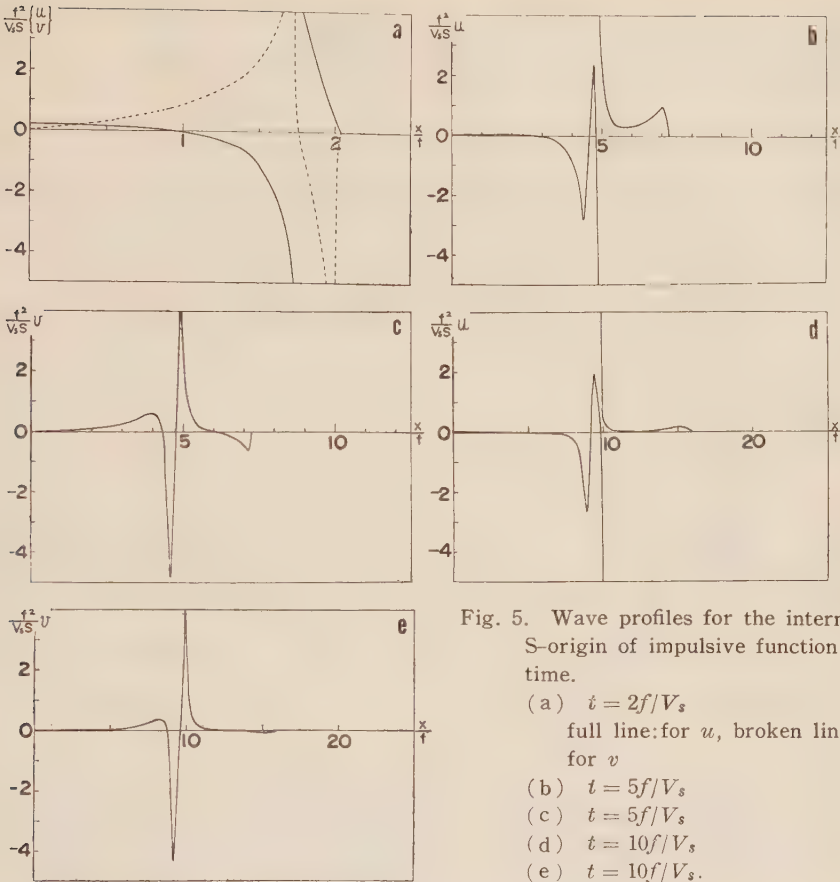


Fig. 5. Wave profiles for the internal S-origin of impulsive function in time.

- (a) $t = 2f/V_s$
 full line: for u , broken line: for v
 (b) $t = 5f/V_s$
 (c) $t = 5f/V_s$
 (d) $t = 10f/V_s$
 (e) $t = 10f/V_s$.

がある。ここでは $\lambda = \mu$ と仮定したので $m = \sqrt{3}$ である。なお両図について変位はこのままでは比較できないので、ここではそれについては扱っていない。結果として

a) P-origin に対する結果との主な相違は、S origin に対しては表面 P 波が発生し、 $t = 2f/V_s$ のときには既に変位先頭になつて進む。

b) $t = 2\left(\frac{f}{V_s}\right)$ では表面 P 波は $x = 2.04f$ の点に、又直達 S 波は $x = \sqrt{3}f$ の点に到達している。この時刻においては表面 P 波による u は $x = 2.04f$ から $\sqrt{3}f$ の間を push のもので占める。 $x = \sqrt{3}f$ のところには直達 S 波の大きい pull があらわれている。 $x = \sqrt{3}f$ では pull の状態がつづき、 $x = f$ 附近で再び push の状態になる。震央でも push の状態である。一方 v は表面 P 波が up ではじまるが $x = \sqrt{3}f$ に近づくに従い down の領域をもつようになる。直達 S 波は down の立上りではじまり、震央において 0 になる。

この時刻ではまだ Rayleigh 波が発生していない。この時刻に対応する P-origin の場合

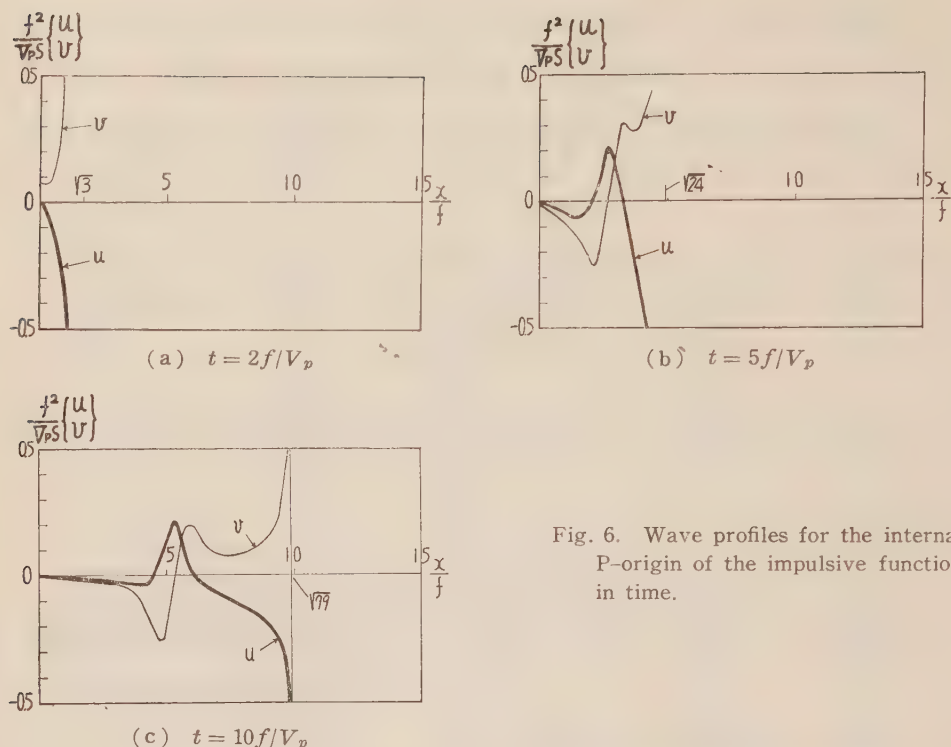


Fig. 6. Wave profiles for the internal P-origin of the impulsive function in time.

は、先に述べた時間の関係を考慮すると $t = \frac{2}{\sqrt{3}} \frac{f}{V_p}$ の時刻における様子に相当する。これは Fig. 6 の (a) 図から推察されるように、まだ Rayleigh 波の発生が認められていない。

b) $t = 5 \cdot \frac{f}{V_p}$ になると、表面 P 波は $x = 9f$ に、又直達 S 波は $\sqrt{24}f$ に達している。この段階では u は $x = \sqrt{24}f \sim 9f$ の間では Push, $x = \sqrt{5}f$ には直達 S 波の大きい pull の peak があるが、こんどは $x > \sqrt{5}f$ において非常にはつきりとした 1 つの相がみられる。この相は x/f の大きい方から push-pull-push の順で一波を形成している。これに対して、 v の方でも $x = \sqrt{5}f \sim 9f$ では表面 P 波による up-down の領域、 $x = \sqrt{5}f$ に直達 S 波の down の peak があり、又 $x < \sqrt{5}f$ では up から down になる一ゆれの相がある。

このような相は $t = 2 \frac{f}{V_s}$ ではまだ発生していない。これが Rayleigh 波であろうことは、P-origin に対する結果からも、又後に述べる走時の結果からも容易に推定される。

さてこの時刻では表面 P 波による変位も、主要部（直達 S 波による変位）に対して独立した変位として伝わっていくようにみえる。しかしこの相の振幅は主要動に比較して非常に減衰が大きく、次に述べる $t = 10 \frac{f}{V_s}$ のときには v 成分は殆んど認められなくなる程に小さくな

っている。

$t = 10 \frac{f}{V_s}$ では、全体の状態は $t = 5 \frac{f}{V_s}$ の場合と殆んど変っていない。ただ表面 P 波が $15.9f$ に達し、直達 S 波が $\sqrt{99}f$ に達しているの、変位は非常に大きい範囲において生じている。又表面 P 波による部分は主要部に対して非常に小さくなっているの、相対的に Rayleigh 波の相が非常に卓越してくる。この現象は、origin が Unit step 型のものであるときよりも一層目立つので、Rayleigh 波の発生機構を調べる点では非常に好都合である。

c) このようにして形成された Rayleigh 波の山、0 線を切る点、直達 S 波及び表面 P 波などの走時を示したので Fig. 7 である。図で (a) は Rayleigh 波の u が 0 線を切る点、(b), (c) はその前後の山、(d) は直達 S 波、又 (e) は表面 P 波の走時である。(a) は Rayleigh 波の走時に一致し、(d) と $x \doteq 2f$ 近くのところと交わる。これは中野によつて示された内部 S origin に対する Rayleigh 波の発生距離が

$$x = \frac{V_R f}{\sqrt{V_s^2 - V_R^2}} = 2.3f$$

であることとよく一致している。次に (b), (c) 間の縦軸に平行な距離は (a) の両側における山と山の間の距離を示すものであるから、これを Rayleigh 波の半波長と考える。この長さは t の増加に伴なつて図上で $1.5f$ に近づく。これから 1 波長の長さは $3f$ となる。このことは P origin の場合における結果と一致している。よつて Rayleigh 波の波長は origin の型に関係なく origin に深さがある場合には、その深さの 3 倍になるといふよう。

(e) は表面 P 波の走時であるが、これは (d) と $x = 1.4f$ のところで交わる。 $x < 1.4f$ ではこの波の走時はないので、表面 P 波が $x = 1.4f$ の距離であらわれることが示されていることになる。

d) Fig. 8 には震央における u の時間的变化を示す。この場合 origin の型から v は存在しない。図においては変位は最初大きい push ではじまっているが、物理的に考えれば当然 pull からはじまつていなくてはならない。これについては前の P origin に対する場合と同様に、最初の pull の継続時間が origin の時間的性質によつて極めて短かくて、変位がこの図ではあらわれていないと考えた。このような震央での運動が時間の経過に伴ない擾乱となつて

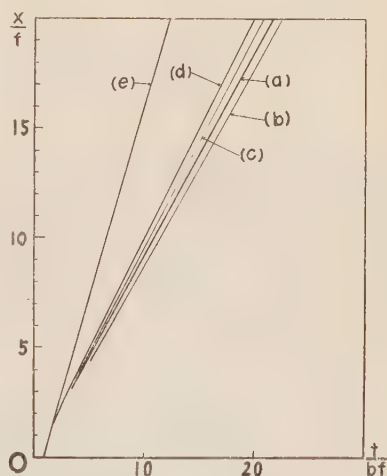


Fig. 7. Time distance curves.

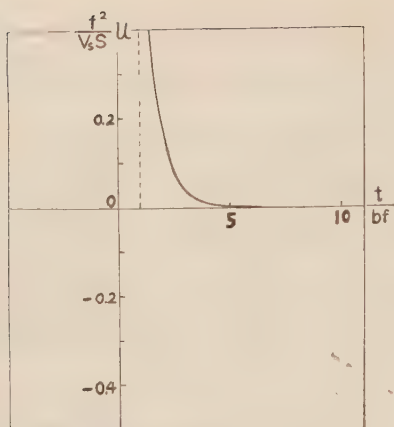


Fig. 8. Displacement at the epicenter.

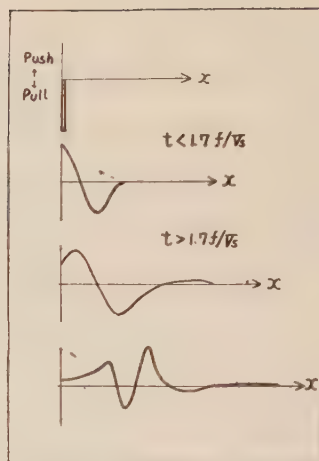


Fig. 9. Schematic picture for the generation mechanism of Rayleigh wave.

伝わっていく状態を模式的に示したのが Fig. 9

である。Fig. 5, Fig. 8, Fig. 9 をみると、例えば $t = 2 \frac{f}{V_s}$ の図は、origin から震央に波が到着してから少しの時間が経過したときの状態を示していることがわかる。さて時間がかなり経過すると、Rayleigh 波の形成が行なわれることになるのであるが、S-origin の場合では最初の pull につづく push の領域内に一つの谷が生じ、これが次第に生長して山谷の相を形づくっていく。この経過は $t = 5f/V_s$, $10f/V_s$ によく示される。このような発生の有様は、前の P origin の場合に v の down の領域内に矢張り一つの谷が生じて次第に成長し充分時間が経過したあと一つの波を形づくつたこととよく対比される。

このことから Rayleigh 波の発生機構は P, S 両 origin 共殆んど異ならない。ただ S-origin の場合には特に表面 P 波が生じて、これが擾乱の先頭になつて進むので擾乱の様子はこの分だけ P origin の場合のものより複雑である。

§ 6.

今回は既に行なわれた P-origin に対する竹内及び筆者らの計算に、更に S-origin による結果を併せて Rayleigh 波の発生及びその伝播を調べたものである。終りに、いろいろ御教示いただいた東京大学助教授竹内均博士に厚く御礼申上げる。

参 考 文 献

- 1) N. Kobayashi and T. Takeuchi: Wave Generations from Line Sources within the Ground. J. Phys. Earth, Vol. 5, No. 1, 1957.
- 2) H. Takeuchi and N. Kobayashi: Wave Generations from Line Sources within the Ground. J. Phys. Earth, Vol. 3, No. 1, 1955.
- 3) H. Nakano: On Rayleigh wave, Jap. J. Astr. Geophys., 2, 233, 1925.

多くの層がある場合の Love 波の速度方程式

東京大学地震研究所 佐藤泰夫・山口林造

(昭和 34 年 2 月 16 日受理)

Velocity Equation of Love Waves Propagated in Multi-layered Media

YASUO SATÔ and Rinzo YAMAGUCHI

Earthquake Research Institute, Tokyo University

(Received Feb. 16, 1959)

The derivation of the velocity equations of surface waves propagating in multi-layered structure is not hard in its principle. However, the practical computation is extremely complicated when there are many layers. To remove this difficulty, several methods¹⁾²⁾³⁾⁴⁾ have been suggested, which are all connected with the problems involving P and SV waves. If we put $\mu=0$ into these calculations, the solutions turn out to be those of sound waves in liquid, and by an appropriate change of variables the solution for Love waves is obtained⁵⁾. In this paper, however, a simpler and a more direct method having a clear physical meaning is presented.

We start from the solution in the uppermost layer. Adopting the solution satisfying the condition of the free surface we can obtain the displacement and the stress at the surface of separation between this and the next layer. Two boundary conditions, continuity of displacement and stress, give the solution in the next layer. Repeating the process for each of the layers we can finally obtain the solution in the last medium, namely the semi-infinite medium. This solution must converge at the point of infinite depth, and this condition gives the velocity equation of this case.

By a small modification of expressions we can easily obtain the equation for the problem of a liquid medium as well as the solutions with¹¹⁾ or without¹⁰⁾ semi-infinite half space.

The problem of sound waves in liquid medium can be at once solved by modifying the above theory using the change of physical quantities given in Table 1.

§ 1. 序 言

多くの層がある場合の表面波の分散公式を求める事は、今日原理的には何らの困難も存在しない。ただその計算は極めて複雑であり、境界条件を連立せしめて、常数を消去するという従来の方法では、二つより多くの層が存在する場合には、数値計算に多大の労力と時間とを必要とする。この事は Rayleigh 波において殊に著しい。

この困難を解決するために、数年前巧妙な方法が提出された。これは W. T. Thomson¹⁾に由来するものであり、その後鳥飼安生²⁾、松本利松³⁾、本間正作^{3a)}、N.A. Haskell⁴⁾らによつて、それぞれ独立に発展させられた。いずれも P 波、SV 波を共に含む場合であり、そのままでは

SH波の問題に適用することはできない。もつとも $\mu=0$ と置けば弾性流体の問題となるから、適当な置きかえをすれば SH波の場合に帰せしめることは可能であるが、このような錯雑した方法によるまでもなく、物理的意義の明らかな方法によつて導く事も可能である。類似の考えは数年前高橋竜太郎⁵⁾によつてなされた地盤のスペクトル応答を求める図式解法にも見ることが

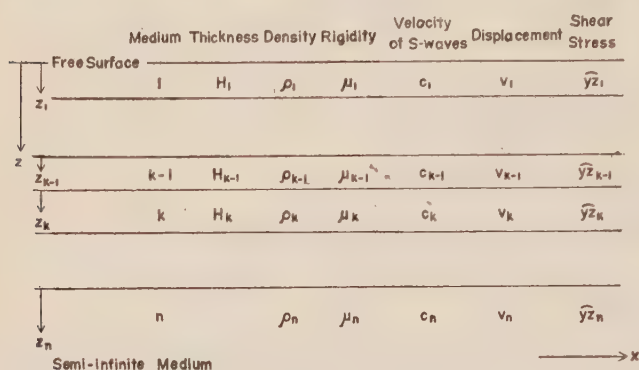


Fig. 1.

できるし、また最近田治米鏡二⁶⁾らのたんねんな研究がなされて、その中にも同様の方法が示されている。

§ 2. 記号及び基本式

Fig. 1 に示す記号を用いれば、第 k 媒質内の変位 v_k 、応力 $\bar{y}z_k$ は次式によつて表わされる。

$$\left\{ \begin{array}{l} v_k(z_k) = (A_k \cos \tilde{\beta}_k z_k + B_k \sin \tilde{\beta}_k z_k) \cdot \exp(ipt - ifx) \\ \bar{y}z_k(z_k) = \mu_k \tilde{\beta}_k (-A_k \sin \tilde{\beta}_k z_k + B_k \cos \tilde{\beta}_k z_k) \cdot \exp(ipt - ifx) \end{array} \right. \quad (1 \leq k < n) \quad (2.1)$$

$$\beta_k = \sqrt{f^2 - p^2/c_k^2} = i\tilde{\beta}_k$$

$$\left\{ \begin{array}{l} v_n(z_n) = E_n \exp(-\beta_n z_n) \cdot \exp(ipt - ifx) \\ \bar{y}z_n(z_n) = -\mu_n \beta_n E_n \exp(-\beta_n z_n) \cdot \exp(ipt - ifx) \end{array} \right. \quad (2.2)$$

以下 $\exp(ipt - ifx)$ は必要のない限り省略する。

自由表面では応力が 0 となるから、変位の振幅を 1 とれば

$$\left\{ \begin{array}{l} v_1 = \cos \tilde{\beta}_1 z_1 \\ \bar{y}z_1 = -\mu_1 \tilde{\beta}_1 \sin \tilde{\beta}_1 z_1 \end{array} \right. \quad (2.3)$$

媒質 “ k ” と “ $k-1$ ” の境界面では変位、応力の連続が成立つ。従つて (2.1) に $z_k=0$, $z_{k-1}=H_{k-1}$ を代入して

$$\left\{ \begin{array}{l} v_k(0) = A_k = v_{k-1}(H_{k-1}) \\ \bar{y}z_k(0) = \mu_k \tilde{\beta}_k B_k = \bar{y}z_{k-1}(H_{k-1}) \end{array} \right. \quad (1 < k < n) \quad (2.4)$$

又 (2.2) からは

$$\left\{ \begin{array}{l} v_k(0) = E_n = v_{n-1}(H_{n-1}) \\ \bar{y}z_n(0) = -\mu_n \beta_n E_n = \bar{y}z_{n-1}(H_{n-1}) \end{array} \right. \quad (2.5)$$

この A_k , B_k を用いて層内では

$$\begin{cases} v_k(z_k) = v_{k-1}(H_{k-1}) \cos \tilde{\beta}_k z_k + \{\widehat{y_{z_{k-1}}}(H_{k-1})/\mu_k \tilde{\beta}_k\} \sin \tilde{\beta}_k z_k \\ \widehat{y_{z_k}}(z_k) = -\mu_k \tilde{\beta}_k v_{k-1}(H_{k-1}) \sin \tilde{\beta}_k z_k + \widehat{y_{z_{k-1}}}(H_{k-1}) \cos \tilde{\beta}_k z_k \end{cases} \quad (2.6)$$

$$(1 < k < n)$$

半無限体に対しては

$$\begin{cases} v_n(z_n) = v_{n-1}(H_{n-1}) \exp(-\beta_n z_n) \\ \widehat{y_{z_n}}(z_n) = \widehat{y_{z_{n-1}}}(H_{n-1}) \exp(-\beta_n z_n) \end{cases} \quad (2.7)$$

が成立つ。

又 (2.5) の二つの式によつて独立に求められる E_n が、同一のものである事を要求する式が、速度方程式を与える。即ち

$$v_{n-1}(H_{n-1}) + \widehat{y_{z_{n-1}}}(H_{n-1})/\mu_n \beta_n = 0 \quad (2.8)$$

この式の満される限り、(2.3)、(2.6) 及び (2.7) によつて、すべての媒質内の変位と応力は表現される。

上式に現われる $v_{n-1}(H_{n-1})$, $\widehat{y_{z_{n-1}}}(H_{n-1})$ は (2.3) より導かれる所の

$$\begin{cases} v_1(H_1) = c_1, & c_1 \equiv \cos \tilde{\beta}_1 H_1 \\ \widehat{y_{z_1}}(H_1) = -\mu_1 \tilde{\beta}_1 s_1, & s_1 \equiv \sin \tilde{\beta}_1 H_1 \end{cases} \quad (2.9)$$

より出発し、(2.6) に $z_k = H_k$ を代入して得られる $v_k(H_k)$ 及び $\widehat{y_{z_k}}(H_k)$

$$\begin{cases} v_k(H_k) = v_{k-1}(H_{k-1}) \cdot c_k + \{\widehat{y_{z_{k-1}}}(H_{k-1})/\mu_k \tilde{\beta}_k\} \cdot s_k \\ \widehat{y_{z_k}}(H_k) = -\mu_k \tilde{\beta}_k v_{k-1}(H_{k-1}) s_k + \widehat{y_{z_{k-1}}}(H_{k-1}) \cdot c_k \end{cases} \quad (2.10)$$

$$(1 < k < n)$$

$$c_k \equiv \cos \tilde{\beta}_k H_k, \quad s_k \equiv \sin \tilde{\beta}_k H_k \quad (2.11)$$

をくり返し使用して求められる。

$\tilde{\beta}_k$ が虚数となる場合にも (2.1) 第3式の置換を行い、上式はそのまま用いられる。

後の節で新しい記号

$$\chi_{jk} \equiv \mu_j/\mu_k \quad (2.12)$$

が使用される。

§ 3. Love 波の速度方程式

n が大きい場合、ことに電子計算機を使用する時には、前節の (2.9)、(2.10)、(2.8) を連立せしめて、そのまま数値的にとく事が便利と考えられる。しかし n がさほど大きくない時、又式のもつ物理的意味を考慮したい場合には、速度方程式として単一の表現を持つ事が望ましい事も少なくない。以下にその計算を行う。

3・1 単一層の場合

$n=2$ であるから, (2.9) を (2.8) に代入して直ちに

$$c_1 - \chi_{12}(\tilde{\beta}_1/\beta_2)s_1 = 0 \quad (3.1)$$

この式を通常用いられる形に変形する事は容易である.

3・2 二層ある場合

(2.10) で $k=2$ ととり, 更に (2.9) を代入して

$$\begin{cases} v_2(H_2) = v_1(H_1) \cdot c_2 + \{y z_1(H_1)/\mu_2 \tilde{\beta}_2\} \cdot s_2 \\ \quad = c_1 c_2 - \chi_{12}(\tilde{\beta}_1/\tilde{\beta}_2)s_1 s_2 \\ \widehat{y z_2}(H_2) = -\mu_2 \tilde{\beta}_2 \cdot v_1(H_1) \cdot s_2 + \widehat{y z_1}(H_1) \cdot c_2 \\ \quad = -\mu_2 \tilde{\beta}_2 \cdot c_1 s_2 - \mu_1 \tilde{\beta}_1 s_1 c_2 \end{cases} \quad (3.2)$$

(2.8) において $n=3$ とおき, 上式を使つて

$$\{c_1 c_2 - \chi_{12}(\tilde{\beta}_1/\tilde{\beta}_2)s_1 s_2\} - \{\chi_{23}(\tilde{\beta}_2/\beta_3)c_1 s_2 + \chi_{13}(\tilde{\beta}_1/\beta_3)s_1 c_2\} = 0 \quad (3.3)$$

この式は従来いろいろな形に与えられているが⁷⁾, 本質的にはもとより上と同一のものである.

3・3 三層ある場合

(2.10), (3.2) から

$$\begin{cases} v_3(H_3) = \{c_1 c_2 - \chi_{12}(\tilde{\beta}_1/\tilde{\beta}_2)s_1 s_2\} c_3 \\ \quad - \{\chi_{23}(\tilde{\beta}_2/\tilde{\beta}_3)c_1 s_2 + \chi_{13}(\tilde{\beta}_1/\tilde{\beta}_3)s_1 c_2\} s_3 \\ \widehat{y z_3}(H_3) = -\mu_3 \tilde{\beta}_3 \{c_1 c_2 - \chi_{12}(\tilde{\beta}_1/\tilde{\beta}_2)s_1 s_2\} s_3 \\ \quad - \{\mu_2 \tilde{\beta}_2 c_1 s_2 + \mu_1 \tilde{\beta}_1 s_1 c_2\} c_3 \end{cases} \quad (3.4)$$

(2.8) に代入して

$$\begin{aligned} & \{c_1 c_2 - \chi_{12}(\tilde{\beta}_1/\tilde{\beta}_2)s_1 s_2\} \{c_3 - \chi_{34}(\tilde{\beta}_3/\beta_4)s_3\} \\ & - \{\chi_{23}(\tilde{\beta}_2/\tilde{\beta}_3)c_1 s_2 + \chi_{13}(\tilde{\beta}_1/\tilde{\beta}_3)s_1 c_2\} \{s_3 + \chi_{34}(\tilde{\beta}_3/\beta_4)c_3\} = 0 \end{aligned} \quad (3.5)$$

§ 4. 弾性流体内の表面波

Table 1. Correspondence of the elements in the problems of SH waves and sound waves in liquid.

SH 波の作る表面波と, 弾性流体内のその間に密接な関係のある事は, さきに筆者の一人が指摘し, 最近拡張が行なわれた⁸⁾. これによれば二つの問題の間には Table

SH waves	Sound waves
μ_n (rigidity)	$1/\rho_n^*$ (density)
ρ_n (density)	$1/k_n^*$ (bulk modulus)
free surface	rigid surface
fixed surface	free surface
v_n (horizontal displacement)	$\tilde{\omega}_n$ (pressure)
$\widehat{y z_n}$ (shear stress)	w_n (vertical displacement)

1 の如き対応が存在する.

(* means the quantities in liquid.)

従つてここでは、流体内の音波を扱う代りに、固定表面をもつ Love 型の表面波を扱う。これによつて自由表面を持つ弾性流体の問題の解も与えられる。簡単な場合は前にも解かれた。前節との違いは、(2.3) の代りに

$$\begin{cases} v_1(z_1) = \sin \tilde{\beta}_1 z_1 \\ \widehat{yz_1}(z_1) = \mu_1 \tilde{\beta}_1 \cos \tilde{\beta}_1 z_1 \end{cases} \quad (4.1)$$

それに伴つて (2.9) の代りに

$$\begin{cases} v_1(H_1) = s_1 \\ \widehat{yz_1}(H_1) = \mu_1 \tilde{\beta}_1 c_1 \end{cases} \quad (4.2)$$

を用いる点のみで、他の式はそのまま成立つ。

4.1 単一層の場合

(3.1) にならつて

$$s_1 + \chi_{12}(\tilde{\beta}_1/\beta_2)c_1 = 0 \quad (4.3)$$

4.2 二層ある場合

(2.10), (4.2) より

$$\begin{cases} v_2(H_2) = s_1 c_2 + \chi_{12}(\tilde{\beta}_1/\tilde{\beta}_2)c_1 s_2 \\ \widehat{yz_2}(H_2) = -\mu_2 \tilde{\beta}_2 s_1 s_2 + \mu_1 \tilde{\beta}_1 c_1 c_2 \end{cases} \quad (4.4)$$

速度方程式は (2.8) において $n=3$ とし、上式を代入して

$$s_1 c_2 + \chi_{12}(\tilde{\beta}_1/\tilde{\beta}_2)c_1 s_2 - \chi_{23}(\tilde{\beta}_2/\beta_3)s_1 s_2 + \chi_{13}(\tilde{\beta}_1/\beta_3)c_1 c_2 = 0 \quad (4.5)$$

4.3 三層ある場合

(2.10), (4.4) より

$$\begin{cases} v_3(H_3) = \{s_1 c_2 + \chi_{12}(\tilde{\beta}_1/\tilde{\beta}_2)c_1 s_2\}c_3 + \{-\chi_{23}(\tilde{\beta}_2/\tilde{\beta}_3)s_1 s_2 + \chi_{13}(\tilde{\beta}_1/\tilde{\beta}_3)c_1 c_2\}s_3 \\ \widehat{yz_3}(H_3) = -\mu_3 \tilde{\beta}_3 \{s_1 c_2 + \chi_{12}(\tilde{\beta}_1/\tilde{\beta}_2)c_1 s_2\}s_3 + \{-\mu_2 \tilde{\beta}_2 s_1 s_2 + \mu_1 \tilde{\beta}_1 c_1 c_2\}c_3 \end{cases} \quad (4.6)$$

速度方程式は (2.8) から

$$\begin{aligned} & \{s_1 c_2 + \chi_{12}(\tilde{\beta}_1/\tilde{\beta}_2)c_1 s_2\} \cdot \{c_3 - \chi_{34}(\tilde{\beta}_3/\beta_4)s_3\} \\ & + \{-\chi_{23}(\tilde{\beta}_2/\tilde{\beta}_3)s_1 s_2 + \chi_{13}(\tilde{\beta}_1/\tilde{\beta}_3)c_1 c_2\} \cdot \{s_3 + \chi_{34}(\tilde{\beta}_3/\beta_4)c_3\} = 0 \end{aligned} \quad (4.7)$$

§ 5. その他の場合

最後の媒質の厚さが有限である場合にも、同様の方法を用いる事は勿論可能である。その時には (2.2), (2.5), (2.7) を廃して、(2.1), (2.4), (2.6), (2.10) の中の条件 ($k < n$) を去り、 $\widehat{yz_n}(H_n)$ 又は $v_n(H_n)$ に適当な条件を与えればよい。例えば密着した 2 枚の板から成り、両面が自由の媒質では、(3.2) において

$$\widehat{yz_2}(H_2) = 0 \quad (5.1)$$

とおき、次式が得られる。

$$c_1 s_2 + \chi_{12}(\tilde{\beta}_1/\tilde{\beta}_2) s_1 c_2 = 0 \quad (5.2)$$

かつて筆者の一人¹⁰⁾が求めた式と同等のものである。

又、層の両側に半無限体が存在する場合の公式もほぼ同様に導くことができる。

媒質“0”として、 $z < 0$ の側を占める物質を考え、その中の変位、応力としては

$$\begin{cases} v_0(z) = E_0 \exp(\beta_0 z) \cdot \exp(ipt - ifx) \\ \widehat{y_{z0}}(z) = \mu_0 \beta_0 E_0 \exp(\beta_0 z) \cdot \exp(ipt - ifx) \end{cases} \quad (5.3)$$

をとる。(2.3), (2.9) を廃して、その代わりに (2.4), (2.6) 及び (2.10) において採られた条件 ($1 < k$) を除き、 $k = 1$ をこれらの式にも包含せしめる。

さきに、 $A_1 = 1$, $B_1 = 0$ を仮定して出発したように、 $E_0 = 1$ をとれば

$$\begin{cases} v_0(0) = 1 \\ \widehat{y_{z0}}(0) = \mu_0 \beta_0 \end{cases} \quad (5.4)$$

となり、(2.9) の代りとして働く、以下は § 2. と同様である。

層を一つと仮定すれば、ずつと以前に R. Stoneley¹¹⁾ によつて解かれた、二つの半無限体の間に層がはさまれた場合の問題となる。

(5.4) を (2.10) に代入して

$$\begin{cases} v_1(H_1) = c_1 + \chi_{01}(\beta_0/\tilde{\beta}_1) s_1 \\ \widehat{y_{z1}}(H_1) = -\mu_1 \tilde{\beta}_1 s_1 + \mu_0 \beta_0 c_1 \end{cases} \quad (5.5)$$

これを (2.8) とくみ合せて、速度方程式

$$\{1 + \chi_{02}(\beta_0/\beta_2)\} c_1 + \{\chi_{01}(\beta_0/\tilde{\beta}_1) - \chi_{12}(\tilde{\beta}_1/\beta_2)\} s_1 = 0 \quad (5.6)$$

をうる。

§ 6. 結 語

表面波の研究はかつて単純な Rayleigh 波、一層ある場合の Love 波が問題となつていた 2-phase-type¹²⁾ の時代がすぎて、表面層のある場合の Rayleigh 波、Sezawa 波、又多数の層がある時の Love 波と、4-phase 又はそれ以上の型に移りつつある。そうした研究に本文の公式、考え方等はいくらか役立つであろう。

反射、屈折の問題も、ここにはのべないが、わずかな変更によつて同様に扱ひうる。

参 考 文 献

- 1) W. T. Thomson: Transmission of elastic waves through a stratified solid medium, Journ. Appl. Phys., **21** (1950), 89.
- 2) 鳥飼安生: 層状平板における音波の透過, 日本音響学会誌 **8** (1952), 21.
Y. Torikai: Transmission of ultrasonic waves through a plane plate made of viscoelastic material immersed in a liquid medium, Journ. Phys. Soc. Japan, **8** (1953), 234.
鳥飼安生・藤森雅雄: 平板における超音波の透過, 生産技術研究所報告 **3** (1954), No. 8.
- 3) T. Matumoto: Transmission and reflection of seismic waves through multilayered elastic medium, Bull. Earthq. Res. Inst., **31** (1953), 261.
- 3a) S. Homma: Rayleigh waves in a medium with superficial double layers, Geophysical Magazine, **27** (1956), 17.
- 4) N.A. Haskell: The dispersion of surface waves on multilayered media, Bull. Seism. Soc. Amer., **43** (1953), 17.
- 5) R. Takahasi: A short note on a graphical solution of the spectral response of the ground, Bull. Earthq. Res. Inst., **33** (1955), 259.
- 6) K. Tazime and H. Okada: Love-waves in stratified three layers, Journ. Faculty Sci., Hokkaido Univ. (vii), **1** (1958), 115.
- 7) Y. Satô: Study on surface waves XIII. Nomograph for the phase velocity of Love waves in doubly stratified medium, Bull. Earthq. Res. Inst., **35** (1957), 1.
K. Tazime and H. Okada: loc. cit., 6).
- 8) Y. Satô: Study on surface waves X. Equivalency of SH-waves and sound waves in a liquid, Bull. Earthq. Res. Inst., **32** (1954), 7.
———: Numerical integration of the equation of motion for surface waves in a medium with arbitrary variation of material constants, Bull. Seism. Soc. Amer., **49** (1959), 57.
- 9) Y. Satô: loc. cit., 8). First paper, §4.
- 10) 山口林造: 弾性板を伝わる表面波の速度, 地震 [ii], **9** (1956), 8.
- 11) R. Stoneley: The elastic waves at the surface of separation of two solids, Proc. Roy. Soc. London, A, **106** (1924), 416. ここに与えられている式はまだ十分に簡単化されていない。そのため (3.5) よりもはるかに複雑である。
- 12) 佐藤泰夫: 弾性表面波について, 地震 [iii], **6** (1953), 13. §17.
Y. Satô: Study on surface waves XI. Definition and classification of surface waves, Bull. Earthq. Res. Inst., **32** (1954), 161. §4.

岩石の変形と破壊 (その四)

2,000 kg/cm² までの高圧下における花崗岩の変形と破壊

京都大学理学部地球物理学教室 松 島 昭・ 吾

(昭和 34 年 3 月 7 日受理)

On Deformation and Fracture of Rock (Part IV)

Deformation and Fracture of Granite under High
Confining Pressure up to 2,000 kg/cm²

Syogo MATSUSHIMA

Geophysical Institute, Faculty of Science, Kyoto University

(Received March 7, 1959)

In previous experiments, we observed that granite increases in volume near and in the fracture range in simple compression. This volume increase diminishes as the confining pressure is increases. Under 1800 atm. confining pressure, the rock becomes nearly elastic and breaks down showing high brittleness. The bulk expansion is very much reduced. These phenomena are considered to be in a close connection with the porosity of rocks. An extraordinary increase in rupture strength with confining pressure was observed. The observed value of rupture strength is in a good agreement with Robertson's formula $\sigma_D = 6P_H$ for sillicate rocks.

§ 1. は し が き

岩石の破壊の問題について 2, 3 報告して来た¹⁾が, 測定はすべて常温常圧下において行なつたものであつた。しかし, 地震の発生の問題について考えるとき, 是非とも高温高圧下での実験を行なうのが望ましい。浅発地震の発生する地殻内部では, 圧力は 5,000~30,000 気圧位であり, 温度もまた 500~1,000°C 位に達していると推定されている。

このような高温高圧の条件下での岩石の性質を調べるために, 阿武山地震観測所に高温高圧実験装置が設置された²⁾。現在の装置で発生し得る圧力は, 静水圧のみならば 50,000 気圧位まで発生可能であり, 他の附加的応力を加えるときの束縛圧は 10,000 気圧が発生可能である。またこのとき加える軸圧には 300 ton プレスが用いられる。一般に破壊現象を起すためには束縛圧下において他の附加的応力を加えてやらねばならない。附加的応力には圧縮, 引張り, 撓み, 捩り応力等があるが, これ等は軸圧を適当に変換してやることによつて得られる。

ここに報告する実験では附加的応力として圧縮応力を用いた。これは常圧での実験を継続するためであり, また技術的にも比較的発生が容易である。

束縛圧が増すと, 珪素質岩石では破壊を起こすために必要な応力は急激に増大することが,

Robertson によつて報告されている³⁾が、この実験においてもこのような効果が認められた。従つて、ここで報告する結果は束縛圧 2,000 気圧までの実験のものである。これ以上の高圧においては試料の大きさを変え、またピストンの材質も取変えねばならない。

この実験で用いた試料は北白川黒雲母花崗岩であり、長さ 60 mm、直径 30 mm の円柱形のものを選んだ。

§ 2. 装 置

岩石試料を封入する耐圧容器は原理的に Bridgman, Griggs, Handin⁴⁾ 等が用いたものと同じである (Fig. 1)。

試料は上下 2 つのピストンの間に挟入され、下部のラムによつて軸圧が加えられる。軸圧力はラムと試料との面積の比から計算される。これはパッキングの摩擦による影響を受けるが、摩擦による圧力の低下は、ピストンが試料に接触するときの圧力と、計算から得られる圧力との差から求められる。従つて、補正は容易であり、この量は束縛圧の 10% 程度である。なお

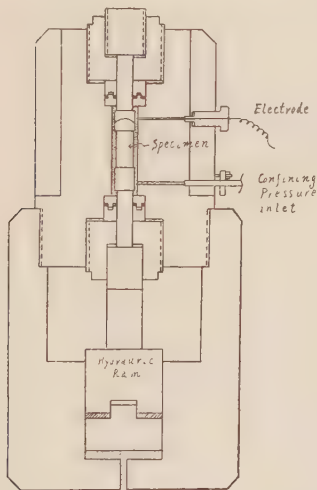


Fig. 1. Triaxial testing cylinder containing a rock specimen.

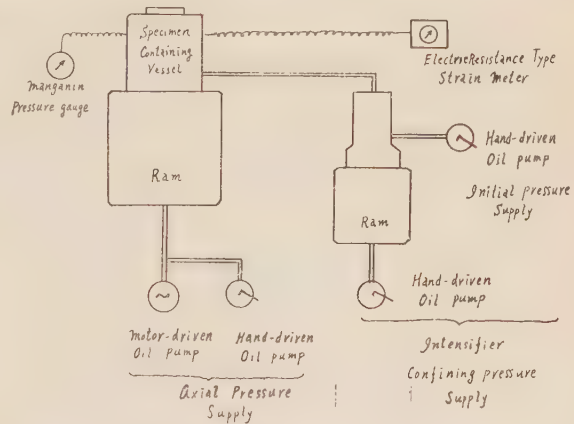


Fig. 2. Schematic diagram of triaxial testing equipment.

摩擦の影響を除く方法は Newhall によつて報告さ

れているが⁵⁾、装置の煩雑を避けるためにこの装置では採用しなかつた。

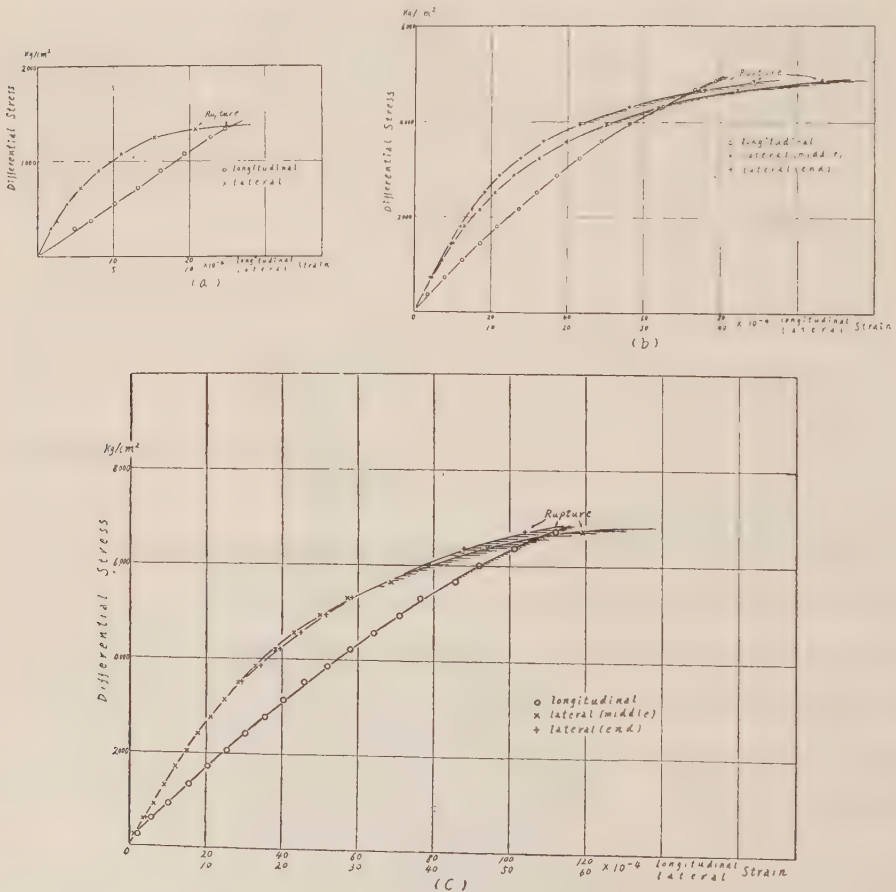
束縛圧はパイプによつて、圧力ポンプ或いは増圧器から耐圧容器へ導入される。従つて、束縛の限界は増圧器の容量及びパイプの耐圧性によつて、大きく制限を受け、高圧の発生は静水圧ほど容易ではない。液体を用いる場合最高 15,000 気圧位まで発生可能であるが⁶⁾、常用の限界は 10,000 気圧前後である。気体を用いる場合はもつと低い圧力でないと、増圧器の容量が不足し、また危険も大きい、Fig. 2 は装置全体の見取り図である。

歪の測定には、常圧の時と同様に抵抗線型歪計を用いた、今まで行なわれている高圧下での

歪の測定は、専らピストンの変位によつて行なつてゐる⁷⁾。これは軸圧方向の歪しか測定できないし、ピストンの変形量の補正をしなければならない。従つて、精度感度共に悪い欠点があり、brittle な物質の歪測定にはあまり適した方法ではない。これに反して、抵抗線型の歪計は試料の変形を直接測定することが可能であり、軸圧方向のみでなく、任意の方向の歪の測定が可能であつて、感度もまた非常によいこと等多くの利点がある。

液体を用いて圧力を加える場合、試料に被覆をするかしないかは結果に非常な差違をもたらす。この影響は岩石においては特に重要であつて、Griggs は石灰岩では強度が約 20% 低下することを報告している⁸⁾。従つて、この実験に用いた試料には、唯一つの例を除いてすべて被覆をした。ただし、今まで用いられているような金属の被覆は電気の良導体であるからこの場合には都合が悪く、ゴムチューブも取扱い上困難があるため、合成ゴム接着剤を塗布することによつて、充分液体の侵入を防ぐことができた。

耐圧容器には電極を多数取付けた。これはあらゆる測定を電氣的に行なうためである。ただ



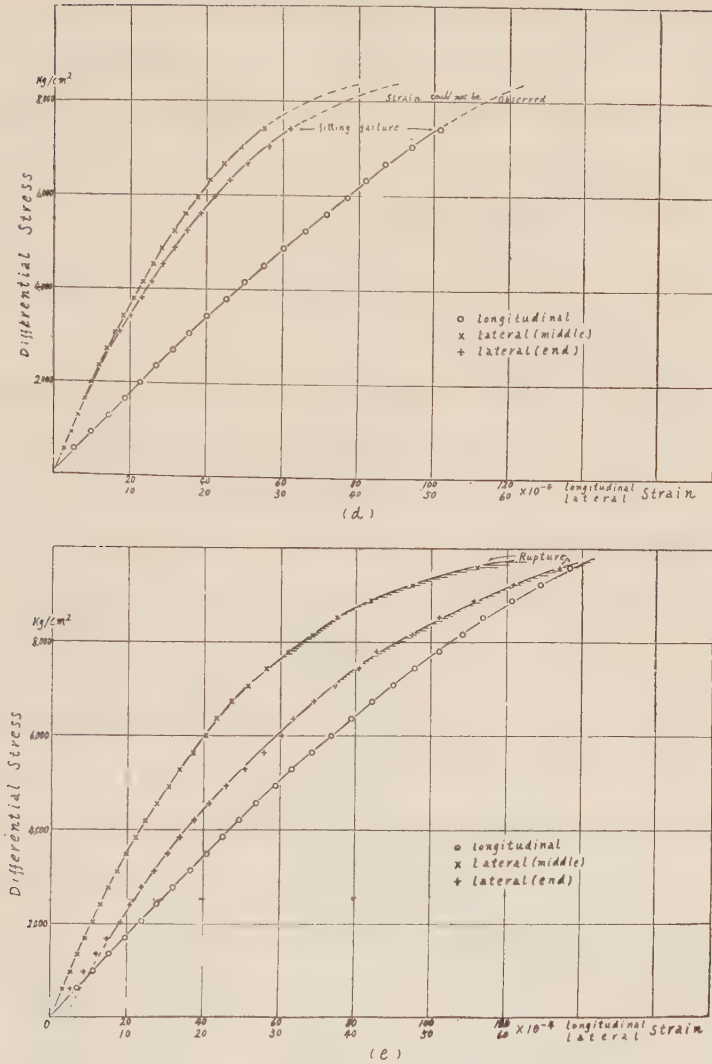


Fig. 3. Stress-strain curves for Kitashirakawa biotite granite in compression at (a) 1 atm., (b) 540 kg/cm^2 , (c) 1020 kg/cm^2 , (d) 1420 kg/cm^2 , (e) 1820 kg/cm^2 confining pressure. The hatched regions represent the flow strain during the testing interval about 2 minutes, and the dotted line is assumed strain curve.

し電極数をあまり増すことは、圧力のリークと耐圧の低下を来すためできなかった。Bridgmanらの用いている電極⁹⁾はその点に関して有利であるが、現在ここでは製作できる段階に至っていない。

§ 3. 実験結果

Fig. 3 は夫々常圧, 540 kg/cm^2 , 1020 kg/cm^2 , 1420 kg/cm^2 , 1820 kg/cm^2 の束縛圧下にお

ける北白川黒雲母花崗岩の応力—縦、横歪関係を示したものである。

ところで、常圧下の実験において、花崗岩を軸圧下において破壊させると、軸圧方向の歪は応力にはほぼ比例して破壊点まで直線的に増して行くことが測定された。しかし軸圧と直角方向の横の歪の変化を見ると、これは応力の増加と共に増加の割合が加速度的にふえていき、破壊強度の $2/3$ 位の応力の所から歪の増加は急激に増大しはじめて、一見極めて弾性的な変形及び破壊現象を示した。また横方向と縦方向の歪の比（擬似ポアソン比）をとつて見ると、これは前記の $2/3$ 位の点から体積不変の値 0.5 （弾性変形値）をはるかに越えて増加する。すなわち、単純圧縮による体積増加現象が測定された。

しかしながら、高圧下ではこのような効果は、側面からの圧力によつて次第に減少することは当然予想される所である。Fig. 3 の結果は束縛圧が増すと共に横歪が急激に増加する現象は次第に衰えていくことを示している。しかし更に結果を判り易くするために、常圧のときと同じように横歪と縦歪との比をとつて見た。今破壊強度を 100% として、途中の応力を百分率で

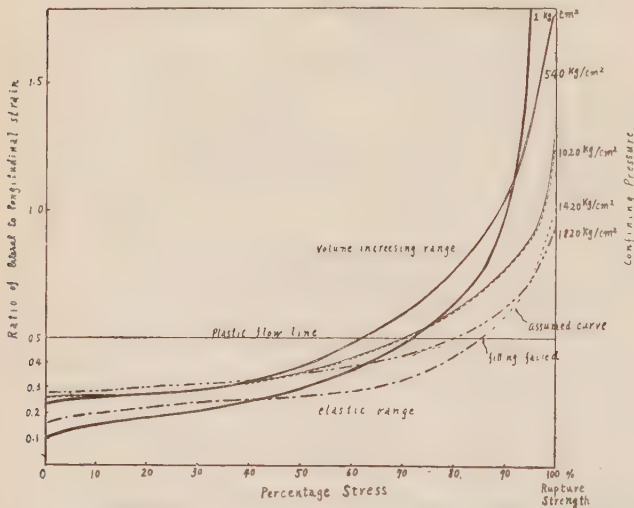


Fig. 4. Pseudo-Poisson's ratio versus percentage stress under various confining pressure in compression test. The curves are flattened according as the confining pressure is increased.

表わすと、応力—擬似ポアソン比曲線が描かれる。Fig. 4 の曲線群は夫々いろいろな束縛圧に対応する百分率応力擬似ポアソン比曲線を示したものである。この図によつて高圧になる程、体積増加現象は急激に減少していくことが一そうはつきり判る。

岩石は一般にかなりな空隙を持つていることが知られている。このような空隙の成因が、岩石を構成する結晶粒の粒界の凝集機構の不完全性に

起因すると考えると、変形破壊の機構は次のように推定することができる。すなわち、応力の小さい間は空隙は閉鎖する傾向をたどるが、応力が増すと、構成結晶粒の相互の変形量の違いによつて、粒界の凝集力が失われ、結晶粒は分離して次第に横方向へふくれ出し、その結果巨視的な破壊が生ずる。花崗岩自体の強度は、構成する長石、石英、雲母等の強度よりずっと低く、また破壊現象はよりむしろ引き裂きの状態で起つている。試料に束縛圧を加えてやる

と、圧縮応力が増大しても、横方向へふくれ出す効果は周囲からの抵抗をうけて阻止され、従つて、体積増加の効果は減少するだろう。又当然破壊は起りにくくなる。後で詳述するように束縛圧による破壊強度の急激な増大が見られる。岩石の空隙は一様な圧縮によつて、大体 2,000 気圧位で消滅すると考えられている。それ故 2,000 気圧位の束縛圧によつて、体積増加現象もまたほぼ消滅することが考えられる。実際に Fig. 4 の曲線群は、このような効果が 1,800 気圧でずつと弱まつて来ていることを示している。

体積増大現象がどれ位の束縛圧で完全になつて試料が全く brittle になるかは、今後の実験による所であるが、結論的に束縛圧が大きくなる程、岩石はより一層 brittle な破壊を起すようになってくるといえるだろう。常圧下での実験において、体積増大現象は測定の間は密接な関係があること、すなわち flow の影響を非常に受けていることを述べた。従つて、束縛圧が高くなる程 flow による変形の量もまた次第に少なくなつていき、応力の増加によつて生ずる歪が破壊に対して大きな比重を占めてくることが想像される。高压下においては、岩石の破壊は Creep によるよりも、応力の増加によつて生ずると考えた方が一般的であるように思われる。なぜならば Creep による変形は、次第に起りにくくなるからである。

Fig. 3 を比べて見ると、束縛圧が高くなる程破壊強度が急に大きくなつていくことが明瞭に示されている。Robertson は硅素質岩石の破壊強度と束縛圧との関係として

$$P_D = 6 P_H$$

なる式を得た¹⁰⁾。ここで P_D は軸圧縮応力であり、 P_H は束縛圧である。この実験における破壊強度と、その時の束縛圧で上式を用いて計算した破壊強度とを比較すると下のような表が得られる。

Confining Pressure kg/cm ²	Observed Strength kg/cm ²	Calculated Strength kg/cm ²
1	1380	—
540	4850	3240
1020	6850	6120
1420	(7780)	8520
1820	9720	10920

すなわち、実験値と計算値とはかなりよく一致している。1800 kg/cm² においても花崗岩の破壊強度は 10,000 kg/cm² に達しており、これはかなり強度の高い鋼材の降伏強度に匹敵する値である。

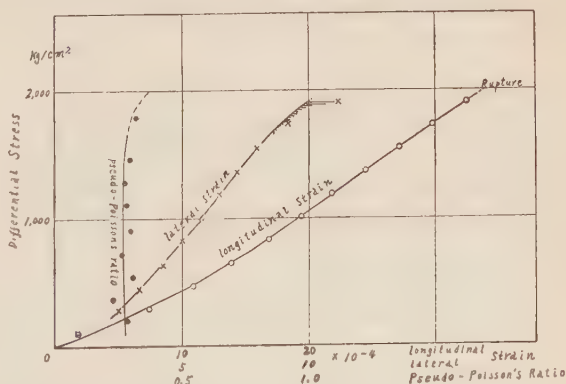


Fig. 5. Stress-strain and stress-pseudo Poisson's ratio of Ehime-Ohshima biotite granite under confining pressure of 340 kg/cm². The specimen is uncovered. The hatched region means the same as in Fig. 3.

Fig. 5 は被覆をしなかつた場合の応力—歪曲線及び応力—擬似ポアソン比曲線を示したものである。束縛圧は 340 kg/cm^2 の低圧であるが、擬似ポアソン比は破壊に至るまで全く平坦であつて、大体に近い値を示している。また破壊強度も常圧における時とあまり変わらない。これは空隙に圧力伝導液が侵入するためであると考えられる。しかしながら被覆の有無についての詳しいことはなお今後に残された問題である。

§ 4. あとがき

この実験にあたつていろいろ御指導を頂いた佐々教授、並びに装置設計に当つて懇切な御教示を給つた故郷山教授に厚く御礼を申し上げる。なおこの研究は文部省機関研究費によるものである。

参 考 文 献

- 1) S. Matsushima, Zisin. Ser II, **8** (1956), 173.
S. Matsushima, Zisin. Ser II, **10** (1957), 113.
S. Matsushima, Zisin. Ser II, **12** (1959).
- 2) R. Kiyama, Rev. Phys. Chem. Jap., **26** (1956), 24.
- 3) E.C. Robertson, Bull. Geol. Soc. Amer., **66** (1955), 1275.
- 4) P.W. Bridgman, "Large Plastic Flow and Fracture" New York (1952), 83.
D.T. Griggs, Bull. Geol. Soc. Amer. **62** (1951), 853.
J. Handin, Houston, Texas, Amer. Soc. Mech. Engrs. Trans., **75** (1953), 315.
- 5) D.H. Newhall, D. Johnson, Amer. Soc. Mech. Engrs. Trans., **75** (1953), 301.
D.H. Newhall, Ind. Eng. Chem., **49** (1957), 1993.
- 6) D.H. Newhall, Ind. Eng. Chem., **49** (1957), 1949.
- 7) loc. cit.
- 8) D.T. Griggs, J. Geol., **44** (1936), 541.
- 9) P.W. Bridgman, "Large Plastic Flow and Fracture" New York (1952), 43.
F. Birch, E.C. Robertson, S.P. Clark, Ind. Eng. Chem., **49** (1957), 1965.
- 10) loc. cit.

名古屋地方の地震初期微動部に現われる 顕著な位相と地下構造

名古屋大学理学部地球科学教室 飯田 汲 事・青木 治 三

(昭和 34 年 3 月 10 日受理)

Phases in the Preliminary Tremors of Seismograms and Crustal Structure in Nagoya District

Kumizi IIDA and Harumi AOKI

Institute of Earth Sciences, Faculty of Science, Nagoya University

(Received March 10, 1959)

Some phases in the preliminary tremors of seismograms recorded at Nagoya and Gifu are investigated. The seismograms of the aftershocks following the Mikawa earthquake of 1945 were used. The phases obtained are explained as due to P_2S_1 waves which were investigated by Matuzawa and others for Kwanto district.

The existence of two distinct phases, denoted by P_1 and P_2 , is recognized in the seismograms recorded at Nagoya. The first phase P_1 is independent of the duration of preliminary tremors (τ), while the second phase P_2 is more or less related to it. The times from the commencement of the phase P to each of these phases, P_1 and P_2 , are as follows:

$$P_1 = 0.46 \text{ sec}, \quad P_2 = 0.053\tau + 1.417 \text{ sec}.$$

On the other hand, we can recognize the existence of only one distinct phase in the seismograms recorded at Gifu. The time from P to this phase is independent of the duration of preliminary tremors and

$$P_2 = 1.48 \text{ sec}.$$

From these data, the upper crustal structure in Nagoya district was discussed.

§ 1. 緒 言

地震波の初期微動中にあらわれる各種の位相のなかには臨界屈折波、直接波、表面反射波¹⁾ (PP, pP)、誘発された表面波²⁾または局所的な境界面からの反射波等によるものの他に、観測点附近の層構造に起因する位相がある。これらのうちで、松沢その他^{3), 4)}の P_2S_1 , S_2P_1 等が特定の地震でよく観測されるようである。名古屋、岐阜地方では三河地震の余震がその例であるが、松沢その他の方法を使えば、地下構造がある程度まで推定できる。

§ 2. 資料の選択

鷺坂、竹花¹⁾によれば、表面反射波 PP, pP 等は震央距離が 100 km 以上の場合にあらわれる。名古屋大学理学部地球科学教室における石本式微動計（水平成分、自己振動周期 1 秒）による観測では、震央距離 200~800 km の地震で、初動から 4 秒ないし 8 秒の間にみられる

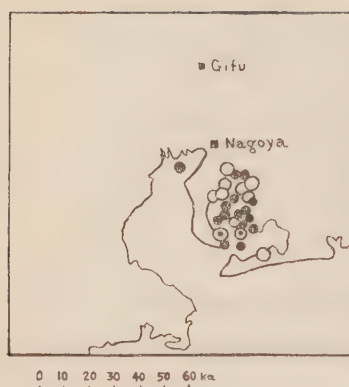


Fig. 1. Location of the observation stations, Nagoya and Gifu, and the epicenters of aftershocks of the Mikawa earthquake of 1945.

位相は、大体 PP または pP として説明できる。このような遠距離の地震では、周期も延びている理由も重なつて、初動から 2 秒以下にあらわれるような位相ははつきりしない。しかし、ごく近い地震の初期微動中にあらわれる位相については、全く at random であることを浅田、鈴木⁶⁾は福井地震の余震の例で指摘しているが、同様な傾向は名古屋でもみられ、初期微動が 5 秒以内の地震では特に卓越した位相が発見されるのは極めて稀である。したがつて、松沢の P_2S_1 が明瞭に他の位相と区別されるためには、震央距離が 100 km 以下で、しかも、初期微動が 4~5 秒以上の地震が必要になる。名古屋、岐阜地方でこの条件を満たし、また数も多いものとしては三河地震の余震がある。

三河地震 (1945 年 1 月 13 日) の余震は名古屋からの震央距離は 10~60 km で、岐阜からは 40~90 km である (Fig. 1)。また震央は、岐阜、名古屋を通る直線に近い所へ密集しているので、このことから、岐阜—名古屋間のみかけの $(1/V_s)-(1/V_p)$ を独立に求めることができる (§ 4)。

余震中、適当な振幅を示すものは、初期微動中に 2 種以上の位相があらわれやすいことがわかつた。その解析に用いた地震記象の若干の例を Fig. 2 に示した。



Fig. 2. No. 1

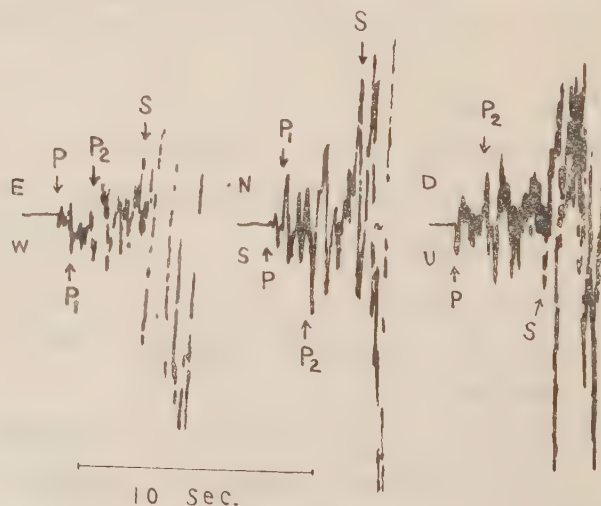


Fig. 2. No. 2

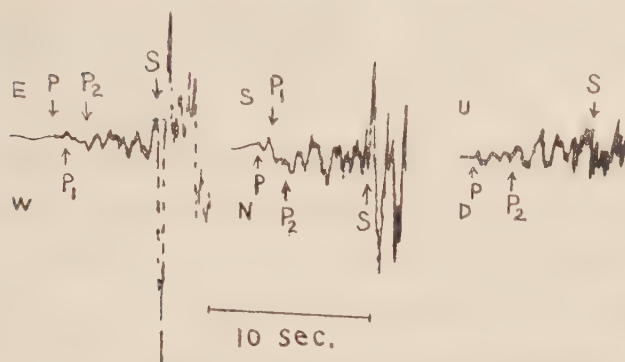


Fig. 2. No. 3

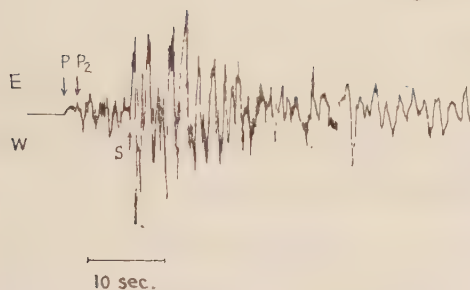


Fig. 2. No. 4

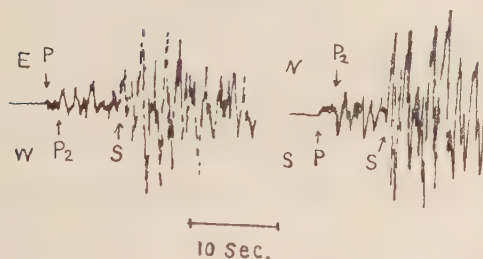


Fig. 2. No. 6



Fig. 2. No. 5

No. 1. at 14^h 36^m on Jan. 13. No. 4. at 07^h 24^m on Jan. 13.

No. 2. at 10 39 on Jan. 14. No. 5. at 14 36 on Jan. 13.

No. 3. at 00 34 on Jan. 26. No. 6. at 16 45 on Jan. 16.

Fig. 2. Typical seismograms recorded at Nagoya (No. 1, 2, 3) and Gifu (No. 4, 5, 6).

§ 3. 観測された位相

観測点は名古屋地方気象台と岐阜地方気象台の二点で観測は Wiechert 式地震計により、当時の定数は次の通りである。

		重錘の質量	幾何倍率	周期
名古屋地方気象台	S N	200 kg	71	4.3 sec.
	E W	200 kg	66	4.5 sec.
	U D	80 kg	50	3.9 sec.

		重錘の性質	幾何倍率	周 期
岐阜地方気象台	S N	200 kg	78	5.0 sec
	E W	200 kg	78	5.0 sec

A. P_1 位相

木下潤一^{6),7)}は関東地方で表層構造に関係のある E_1 , E_2 の位相を観測した。特に, E_1 は下層を P , 上層を S で通過するもので, 伝播方向は殆んど垂直であり, そのあらわれる時間は震央距離には無関係であることを示した。

名古屋地方で認められる P_1 の位相はこれと同じ性質を示すので, E_1 に相当するものと思われる。Fig. 3 では横軸に PS 時間(τ) をとり白丸で示した。 P_1 位相の認められる記録 28 個の平均は

$$P_1 = 0.46 \pm 0.04 \text{ sec. (名古屋)}$$

である。岐阜での地震記象は名古屋と異なり, P_1 位相に相当するものは認められない。また, 名古屋地方での P_2 と P_1 の時間差が, 岐阜地方では初動から最初にあらわれる位相までの時間にほぼ等しいので, ここでは P_1 に相当する位相はないと考えられる。したがって, これに

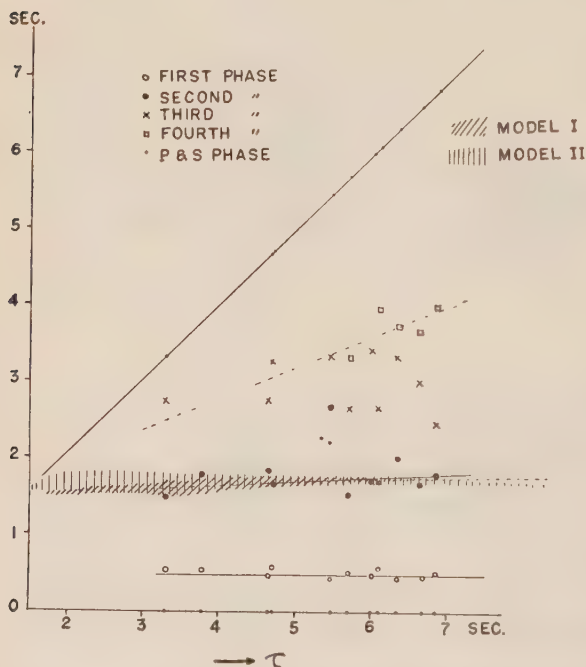


Fig. 3. Relation between the duration of preliminary tremors, τ , and the time of appearances of phases P_1 , P_2 etc. from P in seismograms observed at Nagoya. The hatched zone shows the position of second phase expected from the model I or II.

関係のある表面層はあつても, かなり薄いものとしなければならない。

岐阜附近の地形および地質からみても同じことが期待される。

B. P_2 位相

P_1 につづいてあらわれる P_2 は名古屋, 岐阜地方の両方で認められるが, そのばらつきは P_1 より大きい。名古屋地方では初動と P_2 の時間差は初期微動継続時間と関係があり, 震央距離とともに僅かではあるが増大する (Fig. 3 の黒丸)。振幅は水平動で大きいのは勿論であるが, 上下動にもでているので, この位相を示す波動は P_1 の位相の場合より傾斜して地表に入射するものとみた方がよい。 PS 時間(τ) に関して P_2 は直線的に変化するものとす

ると、最小自乗法により

$$P_2 = 0.053\tau + 1.417 \text{ sec.}$$

(名古屋)

PS 時間の平均は $\bar{\tau} = 5.87$

sec, P_2 の平均は $\bar{P}_2 = 1.73$

sec で標準偏差は 0.15 sec で

ある。

岐阜地方の観測は水平成分

だけであるが名古屋より明瞭

にあらわれる。その時間は τ

には無関係で

$$P_2 = 1.48 \pm 0.25 \text{ sec.}$$

(岐阜)

となる。以上 P_1, P_2 位相を

名古屋および岐阜についてま

とめて Fig. 4 に示した。

C. その他の位相

P_3 以上の位相はときどき見うけられるが、

そのあらわれかたは at random であること

がわかり、何ら規則性を見いだすことはでき

ない。

§ 4. みかけの $(1/V_s) - (1/V_p)$ の値

地下構造の model の適否は、 P_1, P_2 とは

独立に岐阜、名古屋間のみかけの $(1/V_s) -$

$(1/V_p)$ を検討することができる。これは

本来大森公式の係数の逆数で震源距離 d と初

期微動継続時間 τ の比になるが、地殻が一様

でなければ定数ではない。 d として震源距離

のかわりに名古屋、岐阜の観測点間の距離

を、 τ のかわりに両観測点での τ の差をとれ

ば (ただし名古屋では、表面層の影響を除く

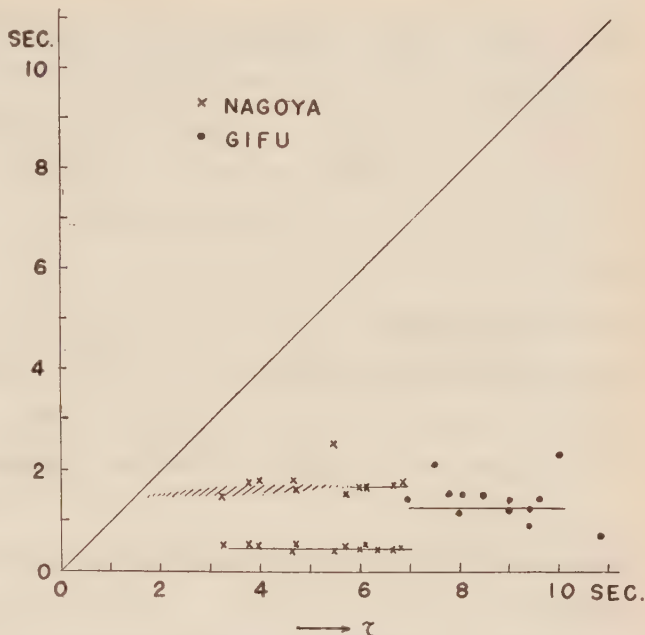


Fig. 4. Relation between the duration of preliminary tremors, τ , and the time of appearances of phases P_1, P_2 from P in seismograms observed at Nagoya and Gifu.

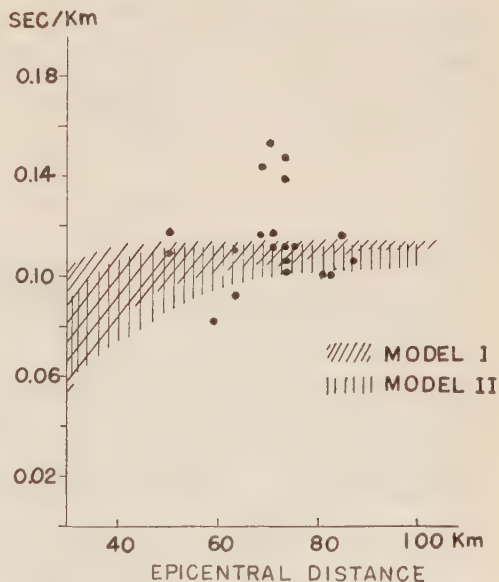


Fig. 5. Relation between $(1/V_s) - (1/V_p)$ in sec/km and the epicentral distance from Gifu. In the case of the model I or II and of earthquakes with focal depths of 8 to 24 km, these values are plotted in the hatched zone.

ために、初動から P_1 までの時間は考慮に入れない)、震源距離による誤差は除ける。震央が名古屋、岐阜を結ぶ直線上近くに分布している事実を利用すれば、この量を地殻構造の model から求めることができる。パラメーターとして、岐阜からの震央距離をとり図示すると Fig. 5 のようになる。その平均値は

$$0.116 \pm 0.017 \text{ sec/km.}$$

である。

§ 5. 地下構造の Model

震源が観測点に近い場合、走時曲線を利用するには time keeping が不十分である。したがって、適当地震波速度を仮定して、名古屋地方で、 P_1 , P_2 の位相が認められることから、少なくとも三層構造を、岐阜附近では P_1 がないから二層構造から出発しなければならない。

A. 表層

P_1 のあらわれかたからみて、縦波、横波ともにほとんど垂直に上昇するものと考えられる。厚さを D とすれば

$$P_1 = D \left(\frac{1}{V_s} - \frac{1}{V_p} \right)$$

で与えられる。本郷のように、表層での P 波の速度を 500 m/sec, $V_p/V_s = 1.9$ とすると $D = 260 \text{ m}$ となるが、この程度の深さでは岩盤に当たらないことが boring の結果より知られている。厚さは少なくとも数 100 m 以上はあるようであり、このことは大体 $V_p = 1000 \text{ m/sec}$ 以上に相当する。

仮に、 $V_p = 2000 \text{ m/sec}$, $V_p/V_s = 1.7$ とすると $D = 1300 \text{ m}$ 程度になる。

B. 第2層および第3層

表層は関東地方の第1層で松沢等の得た値と同程度としたが、 P_1 が全く震源の位置に無関係で、水平成分のみが卓越することから、第2層はかなり硬いものと考えなければならない。玉城⁹⁾が初期微動継続時間の異状より求めた第1層では、 $V_p = 3.9 \text{ km/sec}$, $V_s = 2.6 \text{ km/sec}$, 第2層では $V_p = 5.2 \text{ km/sec}$, $V_s = 3.2 \text{ km/sec}$, 第3層では $V_p = 6.2 \text{ km/sec}$, $V_s = 3.6 \text{ km/sec}$ 程度である。この第2,第3層での値は、関東地方で松沢等が 4~20 km, 20~50 km の深さの部分で得た値に相当するものである。これらを参考にして次の二つの model を作った。

Model I 第2層 $V_p = 3.9$, $V_s = 2.6$

第3層 $V_p = 6.2$, $V_s = 3.2$

Model II 第2層 $V_p = 5.2$, $V_s = 3.2$

第3層 $V_p = 6.2$, $V_s = 3.6$ (単位 km/sec)

P_2 位相の位置を説明するためには、Model I, II とも第2層の厚さを 8 km とすればよい。この model から期待される P_2 の位置は震源の深さが、第2層と第3層との境界面から、第2層の厚さの3倍である地震について Fig. 3 に図示した。また、みかけの $(1/V_s) - (1/V_p)$ は表層の影響を除いて Fig. 5 に図示した。第2層での地震波速度を小さくしても、 P_2 の位置は説明できるが、みかけの $(1/V_s) - (1/V_p)$ は小さくなり過ぎるようである。たとえば第2層で、 $V_p = 2.6$ km/sec, $V_s = 1.4$ km/sec と考えると、 $(1/V_s) - (1/V_p)$ は 0.1 以下になつて観測とあわなくなる。なお、第2層の厚さは名古屋、岐阜附近で同じとしたが、表層の影響を除くと、名古屋では平均して $P_2 = 1.73 - 0.46 = 1.27$ (sec) となるが、これは岐阜附近の $P_2 = 1.48$ (sec) とくらべて大差ないものとみてよい。

観測の精度から考えると、Model I と Model II のどちらがよいかはわからない。

§ 6. 結 論

三河地震の余震にあらわれる地震初期微動部の顕著な位相として名古屋では $P_1 = 0.46$ sec, $P_2 = 1.73$ sec が観測され、岐阜では P_1 はなく、 $P_2 = 1.48$ sec が観測された。 P_1 は表層による P_2S_1 と考えてよい。 P_2 については第2層による同様な位相と思われる。これから地下構造を推定すると、名古屋の表層に相当するものは岐阜では非常に薄く、その下は水平構造で Model I または Model II が妥当と思われる。この model により岐阜、名古屋間のみかけの $(1/V_s) - (1/V_p)$ の値 0.116 sec/km を説明することができる。

終りに、三河地震の余震の記象の複写を快諾された気象庁の方々、特に高田岐阜地方気象台長、名古屋地方気象台出口係長に厚くお礼を申上げる。

参 考 文 献

- 1) 鷺坂清信・竹花峰夫：近地地震における表面反射波について（第1報）．験震時報 8 (1935), 149—161.
- 2) H. E. Tatel & M. A. Tuve: Note on the Nature of a Seismogram I, II. Geophys. Res. 59 (1954), 287—294.
- 3) T. Matuzawa, K. Hasegawa & S. Haeno. On the Forerunners of Earthquake-motion of Certain Earthquakes. B.E.R.I. 4 (1928), 85—106.
- 4) T. Matuzawa, K. Yamada & T. Suzuki: On the Forerunners of Earthquake-motions. B.E.R.I. 7 (1929), 241—260.
- 5) 浅田敏・鈴木次郎：極く近い地震の $P-S$ 間に現われる色々の位相について（寄書）．地震 5 (1952), 64.
- 6) 木下潤一：本郷における観測より推定し得たる地殻表層の配列．地震 Ser. 1. 9 (1937), 384—397.
- 7) Z. Kinoshita: The Arrangement of Layers in the Earth's Crust as Deduced from Seismometrical Observations at Hongo, Tokyo (first paper). B.E.R.I. 15 (1937), 965—973.
- 8) 玉城逸夫：浅発地震の走時より出された日本の表層構造．地震 II, 7 (1954), 1—7.

寄 書

球面塑性波と弾性・塑性 両領域境界の伝播

名古屋大学理学部地球科学教室

飯田汲事・青木治三

(昭和 33 年 11 月 25 日受理) 〆

Propagation of Spherical Plastic Waves
and of the Boundary between Elastic
and Plastic Regions

Kumizi IIDA and Harumi AOKI

Institute of Earth Sciences, Faculty of
Science, Nagoya University

(Received Nov. 25, 1958)

地震は地殻の一部が壊れるときに送り出されるものであるならば、固体がこわれるためには、Stress がある値をこえて大きくならなければならない。また Stress がある値を越えると固体は yield するので、ある部分が塑性体となることが考えられる。したがって、そのような領域では塑性波の発生することが考えられる。塑性波は、このような Stress 分布が異常である震源において、発生するであろうし、またある種の物質では振動振幅がかなり大きくなつた場合にもあらわれるであろう。

さて震源附近においては、破壊領域、塑性領域、弾性領域が存在することと思われる。特に爆破地震の震源附近ではこのような状態が考えられる。そこでこのような場合に、塑性波の伝播の速度や塑性波と弾性波との境界における状態はどうであるかを考えてみよう。

弾性波領域と塑性波領域との境界面の左右で状態が急激に変わる場合には Rankine-Hugoniot の方程式が使える (1)。今転移帯を規準としてその左側塑性波領域の密度、物質の相対速度、圧力をそれぞれ ρ_p, V_p, P_p 、右側弾性波領域のそれらをそれぞれ ρ_e, V_e, P_e とし、また転移帯が定常的で速さ c で右方へ移動しているとき、質量を m とすれば

質量保存の法則から

$$m = \rho_p V_p = \rho_e V_e \quad (1)$$

運動量保存の法則から

$$m(V_e - V_p) = P_p - P_e \quad (2)$$

エネルギー保存の法則から

$$P_p V_p - P_e V_e = m \left\{ \frac{1}{2} (V_e^2 - V_p^2) + \Delta U \right\} \quad (3)$$

が成立しなければならない。 ΔU は単位質量の内部エネルギーの変化で、これがための運動エネルギーは一般には保存されず熱の発生が考えられる。

(1), (2) から弾性領域における物質の相対速度 V_e は

$$V_e = \sqrt{\frac{\rho_p (P_p - P_e)}{\rho_e (\rho_p - \rho_e)}} \quad (4)$$

しかるに弾性塑性両領域の変位をそれぞれ u_p, u_e , dilatation をそれぞれ Δ_p, Δ_e とすれば

$$V_p = \frac{\partial u_p}{\partial t} - c \quad (5)$$

$$V_e = \frac{\partial u_e}{\partial t} - c \quad (6)$$

$$\frac{1}{\rho_p} = \frac{1}{\rho_0} (1 + \Delta_p) \quad (7)$$

$$\frac{1}{\rho_e} = \frac{1}{\rho_0} (1 + \Delta_e) \quad (8)$$

である。また弾性塑性境界面では Stress が降伏値を示しているので、簡単のために Tresca の降伏条件を用いて、すなわち

$$\begin{aligned} \widehat{rr} - \widehat{\theta\theta} &= 2k \\ &= 2\mu \left(u' - \frac{u}{r} \right) \end{aligned} \quad (9)$$

と同等な式

$$\eta_{rr} - \eta_{\theta\theta} = u' - \frac{u}{r} \equiv 2w_e \quad (10)$$

を用いる。ただし球対称を考えており、また $u' = \partial u / \partial r$ である。しかるときは dilation Δ は strain η の invariant であり

$$\begin{aligned} \Delta &= I_1 = tr. \eta \\ &= u' + \frac{2u}{r} \end{aligned} \quad (11)$$

であるから、 λ, μ を降伏点以下の Lamé の常数とすれば

$$\begin{aligned} -P_e &= \widehat{rr} = \left(\lambda + \frac{2}{3}\mu \right) \Delta_e + \frac{4}{3}\mu \left(u' - \frac{u}{r} \right) \\ &= K \Delta_e + \frac{8}{3}\mu w_e \end{aligned} \quad (12)$$

となる。bulk modulus $K = \lambda + \frac{2}{3}\mu$ には降伏がな

いものとする (10) より

$$-P_p = K\Delta_p + \frac{8}{3}\mu'(w_p - w_e) + \frac{8}{3}\mu w_e \quad (13)$$

ここに μ' は降伏点以上の Lamé の常数とする。これらの式を (4) に代入して

$$\left| \frac{\partial u_e}{\partial t} - c \right| = (1 + \Delta_e) \times \sqrt{\frac{1}{\rho_0} \left(K + \frac{8}{3}\mu' \frac{w_p - w_e}{\Delta_p - \Delta_e} \right)} \quad (14)$$

となる。しかるに

$$\left. \begin{aligned} w_p &= \frac{1}{2} \left(u_p' - \frac{u_p}{r} \right), \quad \Delta_p = u_p' + \frac{2u_p}{r} \\ w_e &= \frac{1}{2} \left(u_e' - \frac{u_e}{r} \right), \quad \Delta_e = u_e' + \frac{2u_e}{r} \end{aligned} \right\} \quad (15)$$

であるから

$$\frac{w_p - w_e}{\Delta_p - \Delta_e} = \frac{1}{2} \frac{r(u_p' - u_e') - (u_p - u_e)}{r(u_p' - u_e') + 2(u_p - u_e)} \quad (16)$$

しかるに境界面では変位のずれがないから、 $u_p = u_e$ (但し $u_p' \neq u_e'$) である。故に (14) は (16) から

$$\left| \frac{\partial u_e}{\partial t} - c \right| = (1 + \Delta_e) \times \sqrt{\frac{1}{\rho_0} \left(K + \frac{4}{3}\mu' \right)} = (1 + \Delta_e) c_p \quad (17)$$

$$c_p = \sqrt{\frac{1}{\rho_0} \left(K + \frac{4}{3}\mu' \right)} \quad (18)$$

となる。ここに c_p は塑性波の位相速度である。故に境界面の伝播速度 c は

$$c = c_p(1 + \Delta_e) + \frac{\partial u_e}{\partial t} \quad (19)$$

となる。すなわち、弾性・塑性境界面は移動するが、その伝播速度は塑性波の位相速度とは少し異なり、弾性波の境界面近くの物質速度及び dilatation を知ることによつて求めることができる。

なお塑性波の位相速度 c_p は (18) で与えられるが、(19) 及び (7), (8) により

$$c_p = \frac{V_e}{1 + \Delta_e} = \frac{V_p}{1 + \Delta_p}$$

とかけるから、弾性または塑性領域における dilatation 及び物質の相対速度を知ることによつて求め

られる。

参考文献

- 1) KOLSKY, H.: Stress waves in solids, Oxford at the Clarendon press (1953).

岩石の動力学的性質に及ぼす温度と湿度の影響について

岐阜大学工学部物理教室

片岡明雄・小栗幹男

(昭和 34 年 1 月 22 日受理)

Effects of Humidity and Temperature on Dynamic Properties of Rocks.

Akeo KATAOKA and Mikio OGURI

(Received Jan. 22, 1959)

1. ま え が き

前報¹⁾の一部で大理石と花崗岩との内部摩擦及びヤング率が、温度、湿度の影響をかなり受けることについて述べた。ここには、その後恒温・恒湿槽を改良して測定した結果を報告する。

2. 実 験

実験方法は前報と同様であつて、棒状試料を電磁的に撓み横振動 (600~800 C.P.S.) させて共振曲線を求め、これから固有振動数 f 及び内部摩擦 Q^{-1} を決めた。

実験の手順は、まず試料と装置の一部分とを入れた恒湿槽内の温度を一定に保ち(変動は $\pm 0.5^\circ\text{C}$ 以内) 槽内の容器に濃硫酸を入れて十分乾燥状態にする。その後 1~2 日目毎に硫酸の濃度をうすめて相

Table 1. Rock specimens used for the experiments.

Kind of rock	Size (cm)	Density	Location
	Width·Thickness·Length		
Marble	2.72 × 1.05 × 25.5	2.73	Mito Ibaragi Pref.
Granite	2.70 × 1.03 × 25.2	2.68	Kitakijima Okayama Pref.

対湿度を約 5 % 程度ずつ増加させながら測定を繰返し行なった。なお内部の温度、湿度を一樣に保つために槽内の空気、硫酸溶液を常時小型モーターで攪拌した。

試料についてのデータは Table 1 に示す。

3. 実験結果

実験結果を Fig. 1, Fig. 2 に示す。本実験での

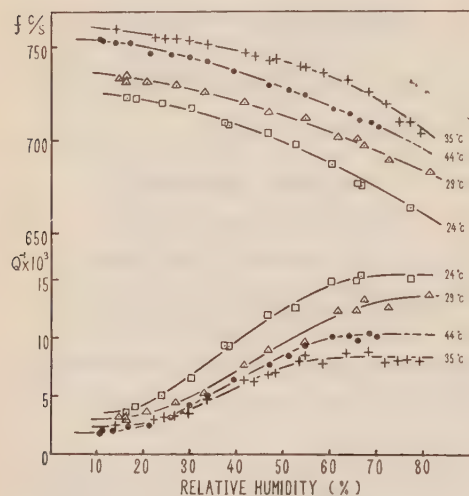


Fig. 1. Internal friction (Q^{-1}) and resonant frequency (f) vs relative humidity for marble at various temperatures.

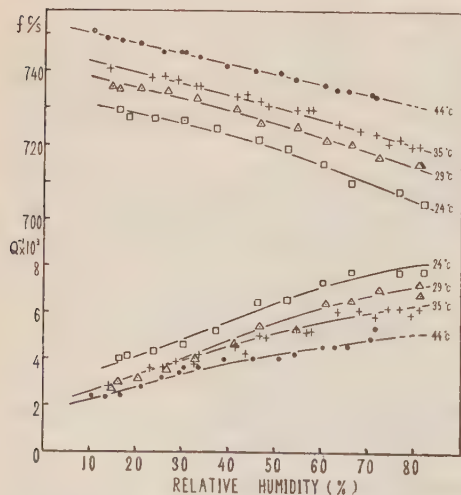


Fig. 2. Internal friction and resonant frequency vs relative humidity for granite at various temperatures.

湿度の増加速度は前述の通りであるが、湿度を 5 % 程度増加させてから 2~3 時間後の測定値と数日後の測定値との違いは測定誤差以内であるので、湿度の変化する速さが相当変つてもほぼ同様の結果が得

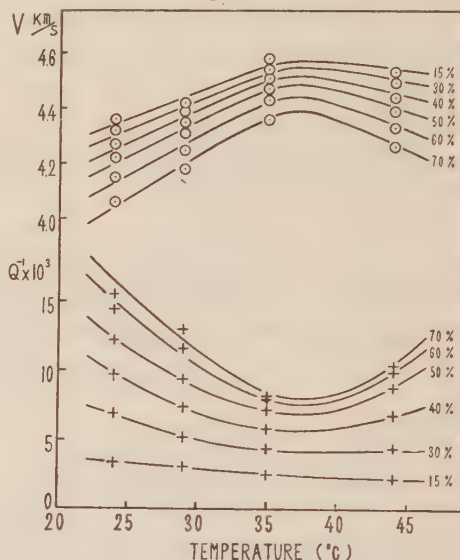


Fig. 3. Internal friction and longitudinal wave velocity vs temperature for marble, at various relative humidities.

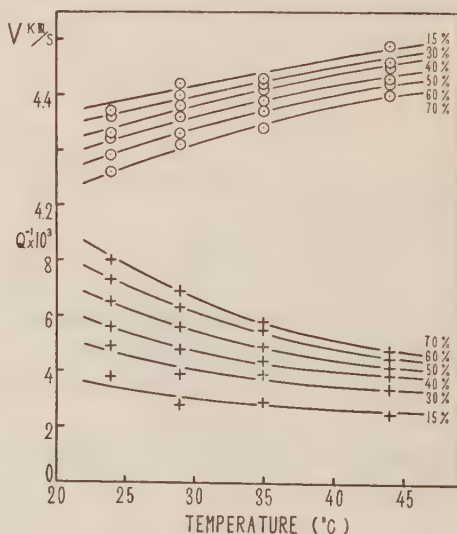


Fig. 4. Internal friction and longitudinal wave velocity vs temperature for granite, at various relative humidities.

られよう。湿度による Q^{-1} , f (縦波伝播速度についても同様) の値の変化は本実験の温度域では、大理石では夫々約 5 倍, 1.4% であり, 花崗岩では約 2.5 倍, 5% 程度である。

一定湿度で温度を変化させた場合の様子を見るために Fig. 1, Fig. 2 の一定湿度に対応する測定値を目盛り直したものが Fig. 3, Fig. 4 である。これらの図の縦波速度 V は次のようにして決めた。

共振周波数の測定値 f を用いてヤング率 E を次の式で計算する。

$$E = \frac{48\pi^2 l^4 \rho}{m^4 h^2} f^2$$

ここで, m は振動様式によつて決まる定数であつて, この場合 $m = 4.730$ であり, l は試料の長さ, h は厚さ, ρ は密度である。

縦波速度 V はこの E の値を用いて次の式で求めた。

$$V = \sqrt{\frac{E}{\rho} \frac{1-\mu}{(1+\mu)(1-2\mu)}}$$

ここで, ポアソン比 μ の値は 0.2 と仮定した。

共振周波数に廻転の慣性効果等の補正を行えば V の値は上に得た値より約 1.8% 増加する。

Fig. 3, Fig. 4 において縦波速度の温度により変化する様子が大理石と花崗岩とでは少し異なつてゐる。しかし湿度を一定にして温度を変化させた別の実験においてもおおむね同様な傾向が認められた。本実験の温度範囲 $24 \sim 44^\circ\text{C}$ では V の値に大理石で約 8%, 花崗岩では約 4% の変化がある。

以上が今までに得られた主な実験結果である。この結果は, 測定温度範囲を広め, 縦振動の結果等も含めて別の機会に詳しく検討したい。

文 献

- 1) 片岡明雄, 小栗幹男: 地震, 10, 161, (1957)

地震時報

1959 年 1~3 月の顕著地震

1 月 1 日 エトロフ島沖の地震

発震時: 19 時 25 分 43 秒, 42.1°N. , 148.4°E. , 深さ約 60 km で, 釧路だけで有感, 震度 I, 有感距離は 320 km.

1 月 12 日 北海道東方沖の地震

発震時: 23 時 16 分 35 秒, 43.7°N. , 146.2°E. , 深さ約 100 km で, 北海道・東北両地方の一部で有感, 最大震度 III, 最大有感距離は八戸まで 520 km.

1 月 22 日 福島県東方沖の地震

発震時: 14 時 10 分 28 秒, 37.5°N. , 142.3°E. , 深さ約 30 km で, 東北・関東地方の全般および中部・北海道両地方の一方で有感, 最大震度 IV, 最大有感距離は釧路まで 630 km, Mag. 6.8 (気象庁), $6^{3/4} \sim 7$ (Pasadena), $6^{3/4}$ (Berkeley).

1 月 24 日 福島県東方沖の地震

発震時: 14 時 08 分 37 秒, 37.3°N. , 141.2°E. , 深さ約 80 km で, 東北・関東両地方の全般および中部・北海道両地方の一部で有感, 最大震度 V, 最大有感距離は釧路まで 670 km.

2 月 5 日 茨城県東方沖の地震

発震時: 19 時 05 分 42 秒, 36.3°N. , 141.7°E. , 深さ浅で, 関東・東北両地方の一部で有感, 最大震度 III, 最大有感距離は盛岡管内千厩まで約 300 km, Mag. 5.6 (気象庁).

2 月 17 日 八丈島南東沖の地震

発震時: 21 時 49 分 22 秒, 31.6°N. , 143.1°E. , 深さ約 60 km で, 鳥島と福島で有感, 震度はいずれも I, 最大有感距離は福島まで 680 km.

3 月 5 日 新潟県沿岸の地震

発震時: 08 時 00 分 52 秒, 37.6°N. , 138.7°E. , 深さ約 200 km で, 関東・東北・中部各地方の一部で有感, 最大震度 II, 最大有感距離は伊東まで 310 km.

3 月 5 日 エトロフ島沖の地震

発震時: 23 時 09 分 48 秒, 43.3°N. , 147.1°E. , 深さ約 80 km で, 北海道・東北両地方の一部で有感, 最大震度 II, 最大有感距離は八戸まで 580 km.

3 月 18 日 茨城県東方沖の地震

発震時: 16 時 26 分 46 秒, 36.7°N., 141.1°E., 深さ約 80 km で, 関東地方の全般および東北・中部両地方の一部で有感, 最大震度 V, 最大有感距離は青森まで 460 km.

3 月 20 日 茨城県東方沖の地震

発震時: 12 時 21 分 27 秒, 36.6°N., 141.2°E., 深さ約 80 km で, 関東地方の全般および東北地方の一部で有感, 最大震度 IV, 最大有感距離は宮古まで 350 km.

学 会 記 事

○幹 事 会

1958 年 12 月 25 日 (木) 13^h00^m~14^h30^m 於東大震研会議室.

出席者 松沢委員長, 浅田, 金井, 佐藤, 末広, 松本

報告事項

I. 庶 務 (松本幹事) とくになし

II. 会 計 (笠原幹事欠席のため代読)

1) 12 月 20 日現在会計残高

振替	¥99,357	} 合計 199,021
当座	93,196	
現金	6,468	

2) 事務員 (内田) の期末手当は公務員の給与規定に準じて支払済 ¥10,408, なお学会事務員に対する給与支払について, 本郷税務署から注意されたので震研事務と打合せの上, 事務員 [内田 (隔日勤務, 他の日はバクハ・グループのアルバイト)] の主なる勤務先を震研とし, 本会の方を従たる勤務先にする形式を整えた. 従つて本会の支払つた給与総額本年分を震研事務の方へ通知し, 税務関係の処理は震研で一括して行なう事にした.

III. 編 集 (佐藤幹事)

1) 11 巻 4 号校正中

2) 文献目録の件—第 1 回掲載の際, 以後は周期的に連絡されるよう各機関に依頼したが, 未だどの機関からも連絡がない. 第 2 回は 12 巻 1 号に掲載したい.

議 題

I. 委員改選の件 従来通り (30 名連記) 投票

メ切は 2 月 27 日とする.

II. 学会に対する課税について 12 月末日メ切で調査を受けた件. 全般的に赤字財政の学会が多く課税については多くの問題を含んでいるので学会連合で検討し, しかるべき筋へ上申されるよう本会幹事会より学会連合宮部氏に至急連絡することとした. なお, 調査は時期をみて回答することにした.

III. 文献目録の件 [報告事項 III. 2)] 現状では各機関の委員の努力によりまとめるより方法がないので, 各委員に趣旨説明をし協力を依頼することにした.

IV. 国立北京図書館より雑誌交換の申入を受けた. 先方より送付される図書は, 同封図書目録より選択するようとのことであるが, 幹事会はこの申入に応ずることとした.

V. 春季学会シンポジウムの件. 火山学会では Magma の物性についての合同シンポジウムを希望しているが, 本会としてとりあげる段階に達していないと考える. その他に幹事会としては, 適当な議題がないので各委員にアンケートを出し, 特に意見のない場合はシンポジウムを行わず, 講演に十分時間を与えることとする. アンケートは 1 月末日迄に回答をよせられるよう依頼する.

○幹 事 会

1959 年 2 月 17 日 (火) 10^h00^m~11^h30^m 於東大震研会議室

出席者 松沢委員長, 浅田, 宇佐美, 宇津, 金井, 笠原, 佐藤, 末広

報告事項

I. 庶 務 (宇佐美幹事) 1) 日本原子力学会創立 (設立発起人総代茅誠司) にあたり, 設立趣意書及び会員勧奨の依頼が寄せられた.

2) 34 年度文部省研究成果刊行費助成金の計画調書を提出した.

3) 学会に対する課税の件 (12 月 25 日幹事会) について学会連合より文部省及び国税庁にきぎ合せた結果が連絡された. 法人組織の学会が課税の対象となるようであり, 本会とは関係ないようである.

II. 会 計 (笠原幹事) 2 月 17 日現在

振替	¥ 34,337	} 合計 144,101
当座	108,696	
現金	1,068	

III. 編 集 (佐藤幹事) 12 巻 1 号 春季講演会

の際に配布するようにする。

議 題

I. 報告事項〔I.1〕 春季総会の際会員に口頭連絡する。

II. 地震工学懇談会より Announcement を会誌“地震”にのせたいむねの申出があり承認した。

III. 報告事項〔I.3〕 学会連合からの連絡文書にはつきりしない点があるので、税務署への調査回答は他の学会がどのように処置したかきき合せてから行うことにする。

IV. 春季学会講演会日時 5月11日(月), 12日(火), 13日(水), 東大理学部2号館講堂とする。

なお, 他の学会との日時の関係は,

物探 5月8, 9日。火山 5月9, 10日。

測地 5月13, 14日。天文 5月14, 15日。

V. 春季学会シンポジウムの件 アンケートの結果

取り止め	5	その他	1
不明	3	model seismology	1
余震観測	2	爆破地震動	1
無意見	2		

であり幹事会としては, 余震観測をとりあげたい。この場合総合報告的なものを行なつても無意味であり, “大地震の際の学者としての事後対策”等はテーマとしても大事なことであり時期的にもよいので行ないたい。具体的な準備は, 庶務係(松本氏出張中)で検討してみることとし, 5月の学会に間に合ふようであつたら今回はシンポジウムを取り止めることとする。

○委員会

1959年3月17日(火) 13^h00^m~15^h00^m 於東大震研会議室

出席者 浅田, 飯田, 宇佐美, 宇津, 笠原, 金井金子, 佐藤(泰), 佐藤(良), 鈴木, 竹内, 田治米, 田, 西村, 萩原, 早川, 広野, 本多, 松沢, 松本, 和達

報告事項

I. 庶務(松本委員) 1) 文部省科学研究費等分科審議会委員。地球物理学連合よりの推薦依頼 11月10日。

各委員への投票用紙発送 12日。

開票結果 松沢9, 本多4, 萩原3, 和達1, 河角1, 浅田1, (計19)となり本会より松沢委員を

推薦した。

各学会より推薦された候補者間の投票依頼 11月19日。

学会互選の結果 地震 松沢武雄 }
海洋 日高孝次 } の三氏に決定。
火山 宮部直己 }

2) 学会に対する課税の件 法人組織の学会がその対象となるので本会は関係ないようである。(‘59, 2.17 幹事会議事録参照)

3) 春季学会の件 (同上議事録参照) 日時5月11, 12, 13日, 場所 東大理学部2号館講堂と決定。シンポジウム; アンケート結果を基礎に幹事会の意向としては, 余震観測について行なうかまたは取り止めにし講演に時間をあてたい (後記議題)。

4) 34年度委員選挙開票 (3月2日)

有効投票数 79 枚 (2129 票)

無効 # 0 #

新委員の名前は表紙裏にある通りで次点は浅野周三・宮村摂三であつた。

5) 朝日奨励金の件 3月5日会員各位に通知したが応募は爆破グループより1件あつた。題目“大爆破による人工地震波を用いての地殻構造の研究”。

6) 第2回世界地震工学会議後援会より 松沢委員長宛発起人として加名されたいとの依頼状を受けた (後記議題)。

II. 会 計 (笠原委員) 3月17日現在

振替	¥ 66,872	} 合計 180,276 円
当座	108,696	
現金	4,708	

3月末迄で年度始めの予算案に沿う模様。

III. 編集 (佐藤委員) 12巻1号は春季学会にて配布する。

IV. 研連委連絡幹事 浅田幹事, 和達主任 (補足説明) より昨秋の学会以降の活動について, その大要が説明された (特に問題となる動きはなかつた)。

V. 地震工学会議 (河角委員 12月以降の報告) 3月9日に第3回組織委員会を開催, 従来の分担外に更に会場・展示等の小委員会を新しく設け, 8小委員会になつた。

組織委員会内に幹事数名をおく件については, 学術会議事務局長と相談の上, 地震・河角, 土木・岡

本, 建設・竹山に決めた。

会議に発表する論文の件について、その募集要項(6月末メ切 2,000 字以内に納め要旨をつける)は一部1月末に通告したが、詳細は“地震”に掲載する。

VI. 用語委員会(河角委員) 20 数種の文献より約 3500 語を採録, 2月に印刷し文部省へ提出した。各機関, 個人に配布し検討していただく予定でいる。

34 年度委員長選挙開票 投票総数 21 票 (無効なし)

和達 5, 飯田 4, 西村 4, 松沢 3, 萩原 2, 坪井 2, 佐々 1

となり。和達委員の委員長就任が承認を得た。

議 題

1. 朝日科学奨励金の件〔報告事項 I.5〕 文案の変更を認めるとして学会よりこれを推薦することとした。

2. 地震工学会議後援会発起人諾否の件〔報告事項 I.6〕 義務, 負担について過重となるきらいはないかとの質問に対し, 金井委員より最悪の場合で本会にかかる負担額は 1, 2 万円位らしいが, 先ずこのようなことはないと思うとの説明があり, 発起人となることを承認した。

3. 春季学会シンポジウムの件〔報告事項 I.3〕

* 予震観測をとりあげるとして, 1. 講演数をみて時間的余裕があり, 2. 準備がととのつた場合行ないたい。

* 準備上時間的余裕からみて, 説明するためだけの会なら間に合いそうだが討論に持つて行くだけの準備時間がない。

* この問題は行政面からも色々討論したいことであるので, 時間がなければ今回は説明だけとし, 秋に討論を持ちこしてもよい。或は学会 としては, 意見だけを出して, 結局は研連委でまとめてもよいのではないかと?

* 行なうとしてプログラムを組む際, ゆつくり検討出来るよう考慮してもらいたい。また会員全体として行なうのではなく, 各機関の主だつた方に出席していただき, 他の方のために, 気象庁の電子計算機の見学を設けてはどうか?

等の意見が出たが, 学問的な話題提供者が必要であ

り, 今からの準備では時間的に無理なので取り止めとした。なお, 一般的な題目を扱う場合でも少くとも 3 カ月の余裕がほしいとの田治米委員より申出があつた。また, 秋のシンポジウムは今回のアンケートを基に春季総会に数種類提案し, 会場にて必ず決めてしまうようにしたいとの意見があつた。

4. 事務引継ぎ 和達新委員長より各幹事は前年の方に引き続きお願いしたい。主任のみポスト内で相談の上変えられてはどうかとの申出があり承認した。

庶務幹事	松本, 田, 宇佐美, 宇津
会計幹事	笠原, 浅田
会計監査	西村, 早川
編集幹事	金井, 佐藤(良), 小口
編集委員	坪井, 松沢, 萩原, 佐々, 本多

地方連絡幹事	札幌・田治米, 仙台・鈴木, 名古屋・島津, 京都・三木, 福岡・下鶴
--------	-------------------------------------

学会連合連絡幹事 末広

研連委連絡委員 浅田

○幹事会

1959 年 4 月 14 日 10^h30^m~11^h50^m 於東大震研会議室

出席者 宇佐美, 宇津, 小口, 笠原, 佐藤, 松本
報告事項

I. 庶務報告(宇佐美幹事) 1) 賛助会員茂木建築事務所より 33 年度にて退会するむねの申出を受けた。賛助会員の退会は前例がないので処置について相談したい。

2) ヘルシンキ大学より 5 月にベサーネン教授が来朝する。

3) 日本学術会議第 5 期会員の選挙について同会議中央選挙管理委員会より通知を受けたので, その主な点を全員に連絡することにした(プログラムに同封送付する)。

4) 地物連合より懇親会開催について

5 月 13 日午後 6 時より於日高教授宅, 申込先火山学会 との連絡があつたので全会員に通知することにした。

5) 会則の件 今年春の総会で最終審議決定することになつてしたが, 1) 今春決定しても発効は

35年度からである。2) 従つてまだ検討してみる時間もあるので予定を変更して次のようにしてはどうだろうか? 春季総会で審議の上字句の最終的な修正を行なう。その後修正案全部を全会員に通知する。本年秋の学会で会則として認めるかどうか決をとる(欠席者には賛否の意見を記す委任状を求める)。

II. 会計報告 特になし。

III. 編集報告 〃
議 題

1. 報告事項 [I. 1)] 承認するむね返事を出す。
2. 報告事項 [I. 5)] 承認変更するむねプログラムと共に通知。
3. プログラム編成

	講演数	講演時間 (各講演+5分)
地球内部物性	2	35
地震及調査波動(理論)	7	130
波動(観測実験)	8	150
地震計	7	120
	13	240
	4	75
	41 題	750 分

11 日	12 日	13 日
9 ^h 00 ^m 物 性 130分 地球内部 50	9.30 地震, 調査 150 分	9.30 波動(理論) 120 分
12.00	委 員 会	
13.00 波動(観測) 240 分	13.30 地震計 75分 14.30 I G Y 15.30 総 会	見 学 (704 電子計算機) または野球
17.00	懇 親 会	

○17 日のみ開始時間は 09^h00^m, 12 日及 13 日は 09^h30^m終了は 17^h00^m

○見学 気象庁 704 電子計算機は宇佐美幹事に一任

○懇親会 田

○総会 鈴木

○会場責任者 11 日末広, 12 日浅田, 13 日竹内

○アルバイト { 受 付・(内田), 萩研, 末広氏より
各 1 名
ビラ貼・松研, 萩研, より各 1 名,
野口

○今回は記念撮影は取り止め

5 月 9 日 (土) に準備のための幹事会を開く。

4. 委員会及総会議題は次のように決つた。

報告 1. 庶務

2. 会計

3. 編集

4. 地物連合

5. 地震分科

6. 地震工学会議

7. I G Y 特別委員会

8. 南極特別委員会

9. 地震学用語制定委員会

議題 1. 決算及予算審議

2. 秋季学会開催地及シンポジウム

3. 会則制定の手續について

三井不動産株式会社
鹿島建設株式会社
大成建設株式会社
清水建設株式会社
竹中工務店
株式会社大林組東京支店
織本建築事務所
株式会社保坂振動計器製作所
電力中央研究所
株式会社明石製作所
日本損害保険協会
勝島計機製作所

東京都中央区日本橋室町2の1の1
東京都中央区八重洲5の3の1
東京都中央区銀座2の4
東京都中央区室町2の1
東京都千代田区大手町1の6
東京都千代田区丸ノ内3の5
東京都中央区日本橋蛸殻町3の2
東京都文京区柳町22
東京都北多摩郡狛江町岩戸1229
東京都千代田区丸の内3の8
東京都千代田区神田淡路町2の9
東京都荒川区日暮里町2の17

「地震」投稿規定

1. 論説の投稿は、原則として、地震学会で講演済みのものに限る。
2. 論説の長さは、当分の間、なるべく刷上り10頁（400字詰原稿用紙20枚位）以内とする。
3. 原稿は400字詰原稿用紙に横書に認め、仮名は平仮名、なるべく新仮名づかいを用い、外国語は片仮名又は原語を用いること。
4. 原稿用紙各頁に字数を赤字で明記すること。
5. 論説原稿には必ず欧文題目と欧文要旨をつけること。
6. 句読点、. 等を明瞭に記入すること。
7. 地名、人名の読みにくいものには振仮名をつけること。
8. 数字は漢字を用いず、アラビア数字を用いること。
9. 数式、特に本文中の式は、なるべく1行以上を占領せざる形（例えば、 k/μ , $\sin \{(s\pi x/l) - (s\pi ct/l)\}$ の如く）に書くこと。
10. 挿図は黒インキにて明瞭に書き、刷上り寸法又は縮率を必ず記入すること。刷上り寸法横12cm 縦18cm 以上にならないように注意すること。図の中の文字は刷上り1mm 以下にならぬよう特に注意すること。原稿に赤字で図の挿入場所を指定すること。
11. 挿図、表等の説明には欧文を用いること。
12. 引用文献は最後に本文中の引用箇所の番号を附して記載すること。
13. 註は脚註とし、引用箇所の番号（註1の如く）附して別紙にしたためること。
14. 特殊な図版は（折込、色刷、アート等、用紙を含み）当分の間著者が費用を負担すること。
15. 別刷は100部を贈呈し、それ以上は著者の負担とする。
16. 再校以後の校正は、編輯係に一任のこと。
17. 寄書は刷上り2頁未満（400字詰原稿用紙約5枚）とし、欧文題目をつけること。寄書の図面は、刷上り横6cm、又は12cm にするように書くこと。

昭和34年6月25日 印刷
昭和34年6月30日 発行

第2輯 第12巻 第2号

編輯発行
兼印刷者

東京大学理学部地球物理学教室内

地 震 学 会

代表者 和 達 清 夫

東京都新宿区山吹町184番地

印刷所

株式会社 国際文献印刷社

笠 井 康 頼

発行所 東京大学理学部
地球物理学教室内

地 震 学 会

（振替東京11918番）

ZISIN

JOURNAL OF THE SEISMOLOGICAL SOCIETY OF JAPAN

Vol. 12, No. 2

SECOND SERIES

July 1959

ARTICLES

- On Deformation and Fracture of Granite (Part III) Syogo MATSUSHIMA..45
Wave Generation from a Line Source within the Ground
.....Naota KOBAYASHI..49
- Velocity Equation of Love Waves Propagated in Multi-layered
Medium..... Yasuo SATO and Rinzo YAMAGUCHI..61
- On Deformation and Fracture of Rock (Part IV)
Deformation and Fracture of Granite under High Confining
Pressure up to 2,000 kg/cm²Syogo MATSUSHIMA..68
- Phases in the Preliminary Tremors of Seismograms and Crustal
Structure in Nagoya District..... Kumizi IIDA and Harumi AOKI..75

CORRESPONDENCES

- Propagation of Spherical Plastic Waves and of the Boundary
between Elastic and Plastic Regions.....Kumizi IIDA and Harumi AOKI..82
- Effects of Humidity and Temperature on Dynamic Properties of
Rocks..... Akeo KATAOKA and Mikio OGURI..83
- SEISMOLOGICAL NOTES85

Published
by
the Seismological Society of Japan,
c/o Geophysical Institute, Faculty of Science, Tokyo University.
Hongo, Bunkyo-ku, Tokyo, Japan.